

J A H R E S B E R I C H T 1962

des

Instituts für Plasmaphysik GmbH  
München/Garching

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

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

264



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.

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

JAHRESBERICHT 1962

des

Instituts für Plasmaphysik GmbH  
München/Garching



*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.*

A35745

## V O R W O R T

Die Wissenschaftliche Leitung besteht aus den fünf Abteilungsleitern des Instituts und den beiden Direktoren des Max-Planck-Instituts für Physik und Astrophysik, mit dem eine enge Zusammenarbeit in Fragen des Plasmas besteht. Die Geschäftsführung wird von zwei Geschäftsführern ausgeübt. Das Institut gliedert sich in drei experimentelle Abteilungen, eine Ingenieurabteilung und eine theoretische Abteilung. Dazu kommen Verwaltung und Allgemeine Dienste.

Die fortdauernden Ausgaben (s. Geschäftsbericht) wurden zu etwa je einem Drittel durch Zuschüsse des Bundes, der Ländergemeinschaft und der Europäischen Atomgemeinschaft gedeckt. Bei den einmaligen Ausgaben werden die Baumassnahmen ganz aus Zuschüssen des Bundes finanziert, von den übrigen einmaligen Ausgaben trägt der Bund rund zwei Drittel und die Europäische Atomgemeinschaft ein Drittel.

Zu Beginn des Jahres standen zwei Laborhallen, ein Werkstattlaborgebäude, ein Gebäude für Allgemeine Dienste, ein Gebäude mit Arbeitsräumen für Wissenschaftler und drei Baracken mit einer Gesamtnutzfläche von etwa 4100 qm zur Verfügung. Im Laufe des Jahres wurden zwei Laborhallen, ein Werkstattlaborgebäude und ein Theoretikerhaus mit Hörsaal, Bibliothek und klimatisierten Räumen für eine Rechenmaschine IBM 7090 mit etwa 4200 qm Nutzfläche fertiggestellt. Insgesamt verfügte das Institut also Ende 1962 über eine Nutzfläche von 8300 qm.

Die Zahl der Beschäftigten stieg im Laufe des Jahres um 131 Personen. Sie beträgt jetzt 343 Personen, darunter 73 Wissenschaftler.

Der folgende Bericht über die Arbeiten des Instituts ist nach Abteilungen aufgegliedert. Die zahlreichen Zusammenhänge sowohl zwischen den experimentellen Abteilungen untereinander, als auch mit der theoretischen Abteilung und der Ingenieurabteilung sowie mit den entsprechenden Abteilungen des Max-Planck-Instituts für Physik und Astrophysik sind an den entsprechenden Stellen zitiert.

Seit der Genfer Konferenz im Jahre 1958 sind im Bereich der Plasmaphysik praktisch keine neuen, grundlegenden physikalischen Ideen und experimentellen Methoden zur Erzeugung sehr heisser und dichter Plasmen bekannt geworden. Dagegen wurden in diesem Zeitraum wohl erhebliche Fortschritte in der Entwicklung und exakten Durchführung zahlreicher neuer Messmethoden wie auch in der Bearbeitung einer Anzahl theoretischer Fragestellungen erreicht. Diese Situation drückt sich auch in dem vorliegenden Bericht aus.

Bis jetzt lassen sich die dichtesten und sehr heissen Plasmen nur mit Hilfe der schnellen magnetischen Kompression, d.h. mit einem Theta-Pinch erreichen, wobei allerdings auch Instabilitäten der verschiedensten Art auftreten. Dementsprechend sind mehrere Arbeiten diesem Thema gewidmet, insbesondere auch den dabei entstehenden Instabilitäten und den Möglichkeiten zu ihrer Beseitigung. Soweit es sich um dynamische Vorgänge der Pinch-Kompression in der stabilen Anfangsphase der Entladung handelt, sind bemerkenswerte Übereinstimmungen zwischen magnetohydrodynamischer Theorie und Experiment erreicht worden, während dies für die Zeiten nach Einsetzen der Instabilitäten noch nicht gelungen ist. Ein anderes, durch ältere theoretische Arbeiten nahegelegtes, bisher nur am MPI bearbeitetes Experiment, der sogenannte M & S Torus, führte bereits auf verhältnismässig lange Entladungszeiten. Weitere theoretische und experimentelle Arbeiten hierzu sind im Gang. An quasi-stationären Plasmen sind mehrere theoretische und experimentelle Untersuchungen grundsätzlicher Art über Diffusionsvorgänge, Wechselwirkungsprozesse und Schwingungen im Plasma durchgeführt worden. Ein weiteres Gebiet ist die Erzeugung stationärer Hochdruckplasmen im Temperaturbereich bis zu  $100\ 000^{\circ}$  K. Neben der hier besonders einfachen Möglichkeit zur Messung exakter Plasmagrössen ergibt dieses Verfahren u.U. ein geeignetes Plasma für eine nachfolgende schnelle Kompression. Untersuchungen schnell strömender Plasmen können für Vorgänge der Energiekonversion von Bedeutung werden.

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

---

## Experimentelle Abteilung 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, J. Mentel)	4
1. Weiche Röntgenstrahlung	
2. Vergleich von Sondermessungen mit der Theorie	
II.2 Theta-Pinch II (M. Keilhacker, W. v. Jaskowsky, A. Eberhagen, E. Barbian, F. Pohl)	7
1. Harte Röntgenstrahlung	
2. Bestimmung von Elektronendichte, Temperatur, Verunreinigungsgrad und Magnetfeldverteilung in der Vorentladung	
3. Kontinuumsmessungen zur Bestimmung der räumlichen Elektronendichteverteilung in der Hauptentladung	
II.3 Theoretische Überlegungen zum Theta-Pinch (R. Chodura, D. Düchs)	14
1. Verteilung des elektrischen Feldes und harte Röntgenstrahlung am Theta-Pinch	
2. Quantitative Beschreibung des Theta-Pinches mit Berücksichtigung der Neutralgaskomponente	
II.4 Theta-Pinch III. Bestimmung der Elektronendichte mit einem Mach-Zehnder-Interferometer (C. Andelfinger, H. Herold, P. Igenbergs, F.P. Küpper)	17
1. Anordnung zur Messung der zeitlichen Änderung der Streifenverschiebung	
2. Kurzaufnahmen der Interferenzstreifenverteilung	
II.5 Theta-Pinch IV: 1,5 MJ-Batterie (C. Andelfinger, M. Ulrich in Zusammenarbeit mit der Ingenieurabteilung)	22
1. Aufbau der Batterie	
2. Triggereinrichtungen	
3. Kabelschwingungen	
4. Kollektorplatte	
II.6 Vorionisierungsmethoden beim Theta-Pinch IV (C. Andelfinger, P.M. Asam, R. Wunderlich, E. Glock)	23
1. Hochfrequente Vorentladung über die Theta-Pinch-Spule	
2. Axial von beiden Seiten in die Spule einlaufende Stoßwellen	
<u>III. Tubular-Pinch</u>	27
III.1 Tubular-Pinch (W. Köppendörfer, H. Hemmerich, E. Glock)	27
1. Stoßwellen	
2. Leitfähigkeit im Plasma während der Hauptentladung	
3. Spektroskopische Bestimmung der Elektronendichte	
<u>IV. Z-Pinch</u>	30
IV.1 Harte Röntgenstrahlung im Z-Pinch (J. Sommer)	30
IV.2 Mikrowellenuntersuchungen am Z-Pinch (H. Hermansdorfer, F. Schlude)	31
IV.3 Wachstumsraten magnetohydrodynamischer Instabilitäten beim Z-Pinch (E. Hinterberger, W. Köppendörfer)	33
<u>V. Meßmethoden</u>	35
V.1 Anwendung des Lasers in der Plasmaphysik (B. Kronast, H.J. Kunze, W. Sassin, G. Weiser)	35
1. Streumessungen	
2. Modulation der Laserstrahlung	
3. Pumplichtquelle	
V.2 Elektrische Sonden in schnellen, stromstarken Stoßentladungen (G. Hofmann)	38
V.3 Druckmessungen im Plasma mit Piezosonden (K. Büchl, W. Köppendörfer)	39
V.4 Verbesserung spektroskopischer Methoden (E. Glock, F. Chiappetti)	41
1. Schlierspektren	
2. Vermessung von Linienprofilen mit Glasfaseroptik	
V.5 Zeitaufgelöste Beobachtung von Linienprofilen mit Hilfe des Bildwändlers (W. Nässl)	42
V.6 Magnetfeldmessungen mit Zeeman-Effekt (K. Hübner)	44
V.7 Messung der Infrarotstrahlung eines Plasmas mit In-Sb-Photohalbleiter (D. Gross)	46
V.8 Gepulste Neutronenquelle (B. Kronast, H.J. Schneider-Muntau)	46
1. Grundlagen des Hochspannungsdurchschlags und Zusammenhang mit der Neutronenemission	
2. Weiterentwicklung einer gepulsten Neutronenquelle	
V.9 Entwicklung spezieller elektronischer Methoden (F. Lindenberger, M. Ulrich)	48
<u>VI. Laborberichte und Veröffentlichungen</u>	51
1. Laborberichte	
2. Veröffentlichungen	

Experimentelle Abteilung 2 (Dr. G. von Gierke)

<u>I. Überblick</u>	54
<u>II. Gruppe Wechselwirkungen (F. Boeschoten, F. Schwirzke)</u>	55
II.1 CABINET I (F. Boeschoten, K. Geißler, F. Schwirzke, G. Siller)	55
II.2 CABINET III (F. Boeschoten, K. Geißler)	58
II.3 Hohlkathoden-Entladungen (F. Boeschoten, K. Weinhardt)	59
II.4 Strahl-Plasma-Wechselwirkung (W. Herrmann)	59
II.5 Elektronenstrahlsonde (W. Ott)	61
II.6 Anomale Diffusion in der positiven Säule im longitudinalen Magnetfeld (K.H. Wöhler)	62
II.7 Arbeiten auf kältetechnischem Gebiet (K. Geißler, F. Schwirzke, Berater M. Wiedemann)	62
<u>III. Gruppe Elektrische Sonden (G. Müller)</u>	63
III.1 Bogenplasmaquelle I (G. Müller)	63
III.2 Bogenplasmaquelle II (G. Müller)	64
III.3 Niedervoltbogen (G. Müller)	66
III.4 Beeinflussung der Sondenkennlinie durch Plasma-Drift (G. Müller)	66
III.5 Ionensstrom-Untersuchungen durch eine Gittersonde (V. Joshi)	67
III.6 ALMA I (E. Guillino)	67
III.7 Aufbau von ALMA II (E. Guillino)	69
III.8 Doppelsonden-Messungen an stromstarken Impulsentladungen (G. Peter)	71
<u>IV. Gruppe Höchstvakuum (E.W. Blauth)</u>	72
IV.1 Festkörperzerstörung (R. Behrisch)	72
IV.2 Literaturstudie "Zerstörung" (R. Behrisch)	72
IV.3 Farvitron (E.W. Blauth, F. Meizner, E.H. Meyer)	72
IV.4 Selbsterregte Ionenschwingungen (E.W. Blauth, F. Meizner, E.H. Meyer)	72
IV.5 Dynamische Massenspektrometer (E.W. Blauth)	72
IV.6 Sauggeschwindigkeitsmessungen im UHV (E.W. Blauth, E.H. Meyer)	73
IV.7 Dampfdruck des Wasserstoffs (H.E. Schulze u.a.)	73
IV.8 UHV-Kupferfallen (E.W. Blauth)	73
IV.9 Druckmeßstörungen (E.W. Blauth, B.M.U. Scherzer)	73
IV.10 Weitere in Bearbeitung befindliche Themen (E.W. Blauth u.a.)	73
<u>V. G. Lisitano (Gast im MPI)</u> (s. auch MPI-Bericht)	74
<u>VI. Laborberichte und Veröffentlichungen</u>	75
1. Laborberichte	
2. Veröffentlichungen	

Experimentelle Abteilung 3 (Dr. R. Wienecke)

<u>I. Überblick</u>	80
<u>II. Versuche zur Aufheizung eines stationären Hochdruckplasmas</u>	82
II.1 Einfluß eines axialen Magnetfeldes auf die Eigenschaften einer zylindersymmetrischen Entladung (R. Wienecke)	82
II.2 Modelle für die Aufheizung im Plasmastrahl (C. Mahn, S. Witkowski)	84
II.3 Plasmbrenner und Vakuumsystem (C. Mahn, H. Ringler, S. Witkowski)	86
II.4 Elektrisches Verhalten von Plasmbrenner und Lichtbogen im Magnetfeld (H. Ringler)	87
II.5 Qualitative und quantitative Untersuchungen an einer Heliumentladung (C. Mahn, H. Ringler, S. Witkowski)	89
II.6 Weiterentwicklung der Aufheizexperimente zu höheren Leistungen (H. Ringler)	91
II.7 Versuche zur Messung des Geschwindigkeitsprofils im Plasmastrahl mit einer $40 \times 8$ -Methode (C. Mahn)	92
II.8 Theoretische und experimentelle Behandlung der Aufheizung in einem Plasmbrenner (B. Ahlborn, M. Salvat)	95

<u>III. Stoßwellenexperimente</u>	95
III.1 Untersuchungen über den Mechanismus der elektromagnetischen Beschleunigung von ebenen Stoßwellen (H. Brinkschulte, H. Muntenbruch)	95
1. Theoretische Behandlung des Problems	
2. Experimentelle Untersuchungen	
III.2 Homologielösungen zur Darstellung instationärer Stoßfronten (H. Brinkschulte, H. Muntenbruch)	99
III.3 Versuche zur Dichtemessung an Stoßwellen mit Hilfe des Mach-Zehnder-Interferometers (H. Brinkschulte, H. Muntenbruch)	100
III.4 Struktur der "Stoßwelle" im elektromagnetischen Stoßwellenrohr (G. Brederlow)	101
III.5 Untersuchungen an einer Lauffunkenstrecke (L. Liebing)	105
<u>IV. Laborberichte und Veröffentlichungen</u>	108
<u>Ingenieur-Abteilung</u> (Dipl.-Ing. K.H. Schmitter)	
<u>I. Überblick</u>	110
<u>II. Gruppe Projektierung</u> (A. Knobloch, H. Schlageter, G. Herppich)	112
II.1 Arbeiten im Zusammenhang mit der 1,5 MJ-Stoßstromanlage	112
II.2 Untersuchungen zu Teilfragen der 1,5 MJ-Batterie	113
II.3 Sonstige Arbeiten	114
<u>III. Gruppe Konstruktion</u>	114
<u>IV. Gruppe Hochspannungstechnik</u> (R.C. Kunze, M. Brandstetter, J. Bäumlner)	122
IV.1 Magnetfeldbatterie für Abteilung Prof. Fünfer	122
IV.2 200 kV-Beschleuniger für Abteilung Dr. v.Gierke	122
IV.3 150 kV-Beschleuniger für Abteilung Dr. v.Gierke	122
IV.4 Arbeiten im Zusammenhang mit der 1,5 MJ-Stoßstromanlage	122
IV.5 Untersuchungen an Impulssignitrons	123
IV.6 Koaxiale Funkenstrecken	124
IV.7 Ladewiderstände	124
IV.8 Plasmaschalter	124
IV.9 Prüfung von Bauelementen	124
<u>V. Gruppe Elektronik</u> (A. Steinhausen, B. Heine, F. Hofmeister, K. Maischberger)	125
V.1 Impulsverstärker	125
V.2 Trigger- und Speisegerät 3,2 kV	125
V.3 Zeitverzögerungsgerät	126
V.4 Bildwandler für Kurzzeitphotographie	126
V.5 Bildverstärker	126
V.6 Lichtpulser II	126
V.7 Rechteck-Stromgenerator	127
V.8 Kondensatorbatterie mit Quecksilberschalter und Crowbar-Quecksilber-Thyratron	127
V.9 Impulstransformator	127
V.10 Pumpensteuerung	127
V.11 Experimentierverteilungen	127
V.12 Netzverteiler	128
V.13 Laser	128
V.14 Kaltkathoden-Thyratron HSR2 (Cerberus)	128
V.15 Universal-Prüfstand für die Ing.-Abteilung	128
V.16 Sonstige Arbeiten	131
<u>VI. Gruppe Magnetfeldtechnik</u> (B. Oswald, H. Lohnert, P. Krüger)	131
VI.1 Aufbau einer Kondensator-Impulsanlage für ein toroidales $\theta$ -Pinch-Experiment	131
VI.2 Wassergekühlte Magnetfeldspulen	131
VI.3 Helische Windungen für "Wendelstein"	132
VI.4 Grenzbelastungsversuche an Hohlleiterkupfer	134
VI.5 Ausmessung magnetischer Felder	134
VI.6 Supraleitende Magnetfeldspule	135
VI.7 Dynamische Felder in massiven Verbrauchern	135
<u>VII. Gruppe Technologie</u> (B. Berberich, H. Lüders, C. Richter)	135
VII.1 Metall-Keramik-Verbindungen	136
VII.2 Oberflächentechnik (Galvanik)	137
VII.3 Löttechnik	138
VII.4 Glasharzwerkstatt	138
VII.5 Eichofen	138



<u>VIII. Gruppe Vakuumtechnik</u> (H. Häglsperger, H. Münch)	138
VIII.1 Planung einer kombinierten Gießharz- und Imprägnieranlage	138
VIII.2 Überwachungs- und Steuergeräte für Pumpstände	139
VIII.3 Herstellung dünner Schichten durch Aufdampfen im Hochvakuum	139
VIII.4 Lecksucharbeiten, Dichtigkeitsprüfungen mit und ohne Ausheizzyklus	139
VIII.5 Entwicklung eines Kühlwasser-Kontrollschalters	139
VIII.6 Ausheizbare UHV-Dichtungen	140
<u>IX. Betriebsgruppe</u> (E. Ring, C. Fischer, T. Grosser)	140
<u>X. Mechanische Werkstätten</u> (H. Stoll)	141
<u>XI. Schreinerei</u> (W. Kaehs)	143
<u>XII. Elektro- und Elektronik-Werkstatt</u> (E. Hecht, A. Simon)	144
<u>XIII. Laborberichte</u>	146
<u>Theoretische Abteilung</u> (Prof. Dr. A. Schlüter)	
<u>I. Überblick</u>	148
<u>II. Makroskopische Theorie</u>	150
II.1 Zylindersymmetrischer $\Theta$ -Pinch (K. Hain, G. Hain)	150
1. Rechenprogramm	
2. Einfluß der künstlichen Viskosität (v. Neumannsche "Shock-Konstante")	
3. Einfluß von Inhomogenitäten im Anfangsdruck	
4. Rechnungen für Versuche der Experimentellen Abteilung 1	
II.2 Z-Pinch (H. Fisser)	151
II.3 Zwei-dimensionaler $\Theta$ -Pinch (F. Hertweck, K. Hain)	152
II.4 Untersuchungen zu M-S Konfiguration (K. Hain, R. Gorenflo)	153
II.5 Magneto-hydrodynamische Strömungen	154
1. Zylindersymmetrische Strömung im parallelen Magnetfeld (W. Lünow)	
2. Magnetische Laval-Düse (W. Lünow)	
3. Stationäre Strömungen bei endlicher Leitfähigkeit (F. Hertweck)	
II.6 Alfvén-Wellen in zylindrischer Geometrie (P.P.J.M. Schram)	155
II.7 Wärmeleitfähigkeit eines 3-Komponenten-Plasmas im Magnetfeld (W. Feneberg)	155
<u>III. Mikroskopische Theorie</u>	157
III.1 Kinetische Gleichung (P.P.J.M. Schram)	157
III.2 1-dimensionales Plasmamodell (K. Hain, A. Schlüter)	157
III.3 Das statistische Gleichgewicht zwischen Neutralgas und Plasma (A. Schlüter)	158
III.4 Bedingung für Mikrostabilität (H. Völk)	158
III.5 Wellen im magnetisch eingeschlossenen Plasma (O. Eder)	159
III.6 Wechselwirkung zwischen Ionenstrahlen und Plasma im Magnetfeld (E. Canobbio, R. Croci)	160
III.7 Wellen im Plasma (E. Canobbio, R. Croci)	160
III.8 Streuung und Mischung von Licht im Plasma (W.H. Kegel)	161
1. Lichtstreuung	
2. Lichtmischung	
III.9 Theorie elektrostatischer Sonden	162
1. Kritik vorliegender Theorie (H.K. Wimmel)	
2. Sphärische Sonde (F. Hertweck, H.H. Wimmel)	
3. Doppelsonde im Magnetfeld (F. Hertweck in Zusammenarbeit mit F. Boeschoten)	163
III.10 Zylindrische Plasmagrenzschicht im Magnetfeld (H.K. Wimmel)	163
III.11 Anfangsstadien eines $\Theta$ -Pinches (K. Hain in Zusammenarbeit mit R. Chodura)	163
III.12 Vereinheitlichte Theorie der Relaxationsprozesse (T. Kihara)	164
<u>IV. Sonstige theoretische Arbeiten</u>	165
IV.1 Kabelreflexionen (K. Hain, F. Hertweck in Zusammenarbeit mit A. Knobloch)	165
IV.2 Theorie der Laser-Emission (H. Hora)	165
IV.3 Mikrowellendurchgang durch ein zylindrisches Plasma (W. Lünow in Zusammenarbeit mit M. Tutter)	165
<u>V. Elektronische Rechenmaschine</u>	167
V.1 IBM 7090	167
V.2 Kurvenschreiber	168
V.3 FORTRAN	168
V.4 Kurse	168
V.5 SHARE	169
V.6 Programme	169
<u>VI. Laborberichte und Veröffentlichungen</u>	170

Jahresbericht 1962

der

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

## I Überblick

Die Untersuchungen an schnellen, linearen Pinchentladungen wurden weitergeführt. Einige kleinere Z-Pinch-Anlagen dienten hauptsächlich zur Erprobung neuer Messverfahren. So gelang es z.B. eine Piezosonde zu bauen, die Druckmessungen im Plasma gestattet, wobei eine Anstiegszeit von etwa  $0,8 \mu\text{sec.}$  und eine Empfindlichkeit von  $0,5 \text{ mV/Torr}$  erreicht wurde. Weiter wurden die Entwicklung elektrischer Doppelsonden, von Mikrowelleninterferometern u.a. durchgeführt. Eine seit längerer Zeit begonnene Untersuchung von runaway-Elektronen und der dabei entstehenden Röntgenstrahlung steht vor dem Abschluss. Sehr aufschlussreiche kinematographische Stereoaufnahmen mit Bildfrequenzen bis zu etwa  $10^7/\text{sec.}$  gelangen an einem Z-Pinch mit einer neuen Framing-Kamera. Aus diesen Aufnahmen lassen sich Aussagen über die Wachstumsraten von Instabilitäten gewinnen und bieten eine gute Grundlage für theoretische Interpretationen.

Auch am Tubular-Pinch ist ein gewisser Abschluss erreicht worden. Ein Vergleich der Ergebnisse mit der magnetohydrodynamischen Theorie steht noch aus, wird aber jetzt leicht möglich sein, da eine IBM Rechenmaschine in Garching in Betrieb genommen wurde.

In steigendem Masse verlagerte sich der Schwerpunkt der Arbeiten in der Abteilung auf den Theta-Pinch. Dies lag vor allem daran, dass im Hinblick auf die Ende 1963 zu erwartende Fertigstellung der 1,5 MJ-Batterie umfangreiche Erprobungen der Einzelelemente und Vorbereitungen für die geplanten Versuche nötig waren.

Besonders wichtig erschien die Ausarbeitung aller experimentellen Methoden, die einen Vergleich mit den von der theoretischen Abteilung entwickelten Theorien der Pinch-Entladungen ermöglichen. Da sich im Falle des stabilisierten linearen Z-Pinches eine erfreuliche Übereinstimmung mit der Theorie ergeben hatte, wurden auch Vergleiche mit der für den Theta-Pinch modifizierten Theorie durchgeführt. Inzwischen ist die Theorie, die ursprünglich nur für voll-ionisierte Plasmen aufgestellt wurde, durch Hinzunahme einer Neutralgaskomponente verbessert worden.

Da die Theorie bestimmte Anfangsbedingungen für Temperatur, Dichte, Magnetfeld usw. und ausserdem ein unendlich langes, zylindersymmetri-

sches Plasma voraussetzt, waren erhebliche Anstrengungen nötig, die dafür nötigen experimentellen Grundlagen zu schaffen. Zunächst wurden verschiedene Methoden der Vorionisierung untersucht. Eine hochfrequente Vorentladung über die Theta-Pinch-Spule, wie sie schon von Kolb benützt wurde, ist zwar für Anlagen mittlerer Energie ausreichend, bietet aber erhebliche Schwierigkeiten bei einer MJ-Batterie. Deshalb wurden Versuche mit Stosswellen begonnen, die von konischen Pinchentladungen erzeugt werden und das Hauptentladungsröhre axial durchlaufen. Damit soll versucht werden, bekannte und reproduzierbare Anfangsbedingungen zu schaffen. Zu ihrer Nachprüfung sind eine Reihe von spektroskopischen Methoden eingesetzt worden. Auch theoretische Überlegungen über den Verlauf des elektrischen Feldes während des Zündvorganges sind angestellt worden. Die dabei auftretende Abweichung von der Zylindersymmetrie muss im Hinblick auf eine Bewegung des Plasmas zu den Wänden hin untersucht werden. Diese Rechnungen ergeben ausserdem Aussagen über den Energiegewinn der Elektronen und sind experimentell durch Messung der dabei entstehenden harten Röntgenstrahlung bestätigt worden.

Da im Experiment notwendigerweise endliche Spulenlängen verwendet werden müssen, führen die Endeffekte zu Abweichungen von der Theorie. Nach Inbetriebnahme der 1,5 MJ-Batterie stehen Spulenlängen bis zu 3 m zur Verfügung, was diesen Einfluss stark reduzieren dürfte. Eine andere Möglichkeit wäre die Erweiterung der Theorie auf den zweidimensionalen Fall, was zwar in Angriff genommen ist, aber noch zu keinen experimentell brauchbaren Ergebnissen geführt hat.

Während bisher zum Vergleich mit den theoretischen Aussagen nur der zeitlich und räumlich aufgelöste Verlauf des Magnetfeldes aus Sondenmessungen zur Verfügung stand, sind jetzt auch Messungen der Elektronendichte mit einem Mach-Zehnder-Interferometer durchgeführt worden und haben innerhalb gewisser Grenzen zu einer guten Übereinstimmung mit der Theorie geführt. Mit verschiedenen Methoden sollen noch weitergehende Informationen gewonnen werden. U.a. sind folgende Arbeiten aufgenommen worden:

Die Messung der Elektronentemperatur mit Hilfe der Röntgenbremsstrahlung. Die bisherige Absorptionsmethode soll durch Anwendung eines im Aufbau begriffenen Kristallspektrometers verbessert werden.

Spektroskopische Methoden zur Bestimmung von Elektronendichte und Temperatur wurden durch Anwendung von Glasfibreroptiken und Multipliern den erforderlichen kurzen Zeiten und minimalen Intensitäten angepasst. Ausserdem wurde ein Verfahren zur Messung von Linienprofilen mit Bildwandler und Multiplier weitergeföhrt.

Neben den bereits durchgeföhrteten Messungen der Elektronendichte mit dem Interferometer ist auch mit der Entwicklung einer Lasermethode begonnen worden. Zunächst soll aus dem am Plasma gestreuten Laserlicht auf die Elektronendichte geschlossen werden, später evtl. aus der Spektralverteilung auf Elektronentemperaturen. Gegenüber dem Interferenzverfahren bietet dies den Vorteil einer scharf lokalisierten Dichtebestimmung. Zur Auswertung der Messungen ist jedoch noch eine spezielle Theorie der Lichtstreuung erforderlich, die in diesem Fall nicht der reinen Thomsonstreuung entspricht. Diese Aufgabe hat die theoretische Abteilung übernommen.

Die Messung von Magnetfeldern mit Hilfe der Zeeman-Aufspaltung ist weitergeföhrt worden und hat zu ersten Erfolgen geföhrt.

## II. Theta-Pinch

### II.1 Theta-Pinch I (H. Herold, G. Decker, J. Mentel)

Daten der Anlage: Energie  $W = 32$  kJ, Ladespannung  $U_0 = 40$  kV, Schwingungsdauer  $T = 9,6$   $\mu$ sec, Max. Spulenfeld  $B_{\max} = 60$  k $\Gamma$ , Spulenlänge  $l = 20$  cm, Spulendurchmesser  $d = 9,0$  cm.

#### 1. Weiche Röntgenstrahlung

Die in [6] beschriebenen Messungen an weichen Röntgenstrahlen wurden fortgesetzt. Insbesondere wurde im Zusammenhang mit den im folgenden behandelten Sondenmessungen die Magnetfeldkonfiguration im Plasma in ihrem zeitlichen und räumlichen Verlauf während der Emission der weichen Röntgenstrahlung untersucht. Weiche Röntgenstrahlung tritt bei dieser Anlage nur auf bei eingeschlossenen antiparallelen Feldern über  $3$  k $\Gamma$ . Die mit der Absorptionsmethode bestimmten Elektronentemperaturen liegen zwischen  $100$  und  $200$  eV. Die Emission beginnt zur Zeit der 1. maximalen Kompression des Plasmas, zeigt bei der nachfolgenden Expansion des Plasmas mitunter ein Minimum und erreicht ihre maximale Intensität etwa zu dem Zeitpunkt, bei dem der antiparallele Fluss im Plasma infolge anomaler Vorgänge (Felddiffusion) aufgezehrt ist.

Zu Beginn der Röntgenemission hat das Plasma in Bezug auf die Teilchendichte Hohlzylinderkonfiguration. Über den Gefässdurchmesser betrachtet liegen die Dichtemaxima am Ort der Feldumkehr im Plasma ( $B(r) = 0$ ) und haben einen Abstand von ca.  $3$  cm. (Abb. 1)

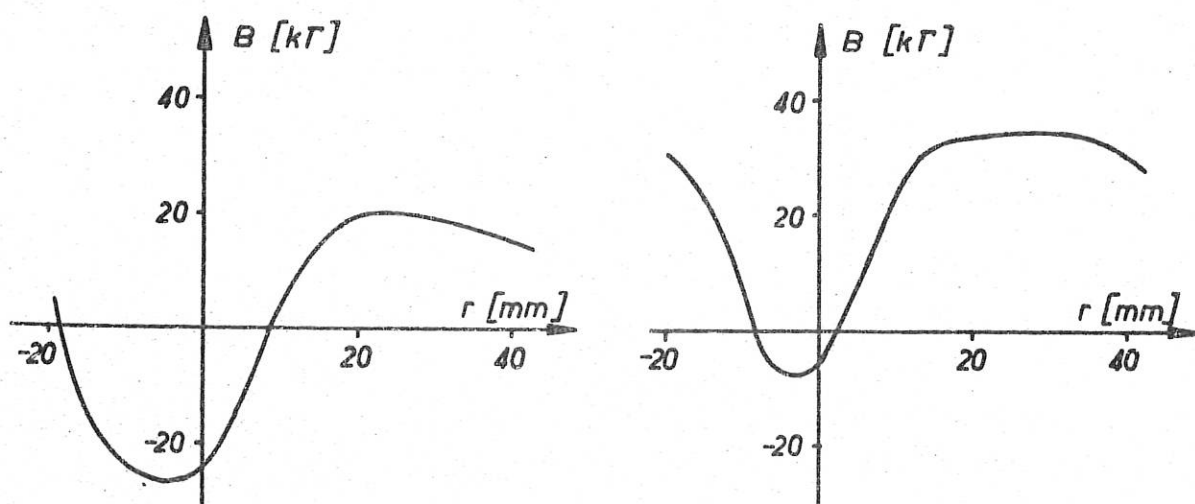


Abb. 1 Radiale Verteilung des Magnetfelds in der Mittelebene der Spule  
Zum Zeitpunkt des Beginns der Röntgenemission                      Zum Zeitpunkt der maximalen Röntgenemission

Die Zone hoher Dichte wandert infolge anomaler Vorgänge (Feld-diffusion) mit einer mittleren Geschwindigkeit von ca. 2 cm/ $\mu$ sec. zur Spulenmitte. Der Zeitverlauf der Röntgenemission und der Emissionsort sprechen dafür, dass das Plasma während des Einwanderns stark aufgeheizt wird. Lochkameraaufnahmen zeigen, dass die überwiegende Emission aus dem Spulenzentrum stammt. Die Röntgenemission wird überwiegend durch die anomalen Effekte verursacht. Dafür spricht auch, dass bei parallelem eingefangenen Feld keine Röntgenemission nachweisbar ist. Starke Intensitätsschwankungen der Emission von Schuss zu Schuss (bis etwa 1 : 15) lassen vermuten, dass Plasmavolumina sehr wechselnder Grösse stark aufgeheizt werden.

Es wurde versucht, das Lochkamerabild der weichen Röntgenstrahlen auf einem Szintillator räumlich und zeitlich aufgelöst mit einer Bildwandlerkamera aufzunehmen. Es konnten keine Ergebnisse erzielt werden, da die Intensität der Strahlung für eine solche photographische Registrierung zu gering ist. Daher wurde eine Lochkamera konstruiert, welche mittels dünner Lichtleiter und Szintillatoren eine örtliche und zeitliche Auflösung des Lochkamerabildes der weichen Röntgenstrahlen durch mehrere Multiplier ermöglichen soll.

## 2. Vergleich von Sondenmessungen mit der Theorie

Im Anschluss an optische Aufnahmen des Plasmas mit Kerrzellenkamera in Richtung der Spulenachse [7] wurde der radiale Feldverlauf im Plasma unter den gleichen Anfangsbedingungen (paralleles, eingefangenes Feld  $B_{\parallel} = 0,6 \text{ kG}$ , antiparalleles, eingefangenes Feld  $B_{\parallel} = 0,6 - 4 \text{ kG}$ ) mit Magnetfeldsonden untersucht. Die Ergebnisse wurden mit den numerischen Lösungen der hydromagnetischen Gleichungen (nach Hain) verglichen. Zu den Messungen wurden 6-fach Magnetfeldsonden (0,8 mm Windungsdurchmesser, 2,5 mm Spulenabstand, Durchmesser der äusseren Abschirmung aus Quarz = 3 mm), die radial in die Entladung eingeführt wurden, verwandt. Der Einfluss der Sonden auf das Plasma wurde mit Kerrzellenkameraaufnahmen geprüft. Bei Anfangsdrucken um 0,1 Torr ist kein Einfluss der Sonde auf die Plasmakonfiguration und den Zeitverlauf der Kompressionsschwingungen erkennbar. Auch die Emission der weichen Röntgenstrahlung zeigt bei Gegenwart von Sonden den gleichen charakteristischen Verlauf.

Die Anfangsbedingungen in der Entladung wurden, wie in Jahresbericht

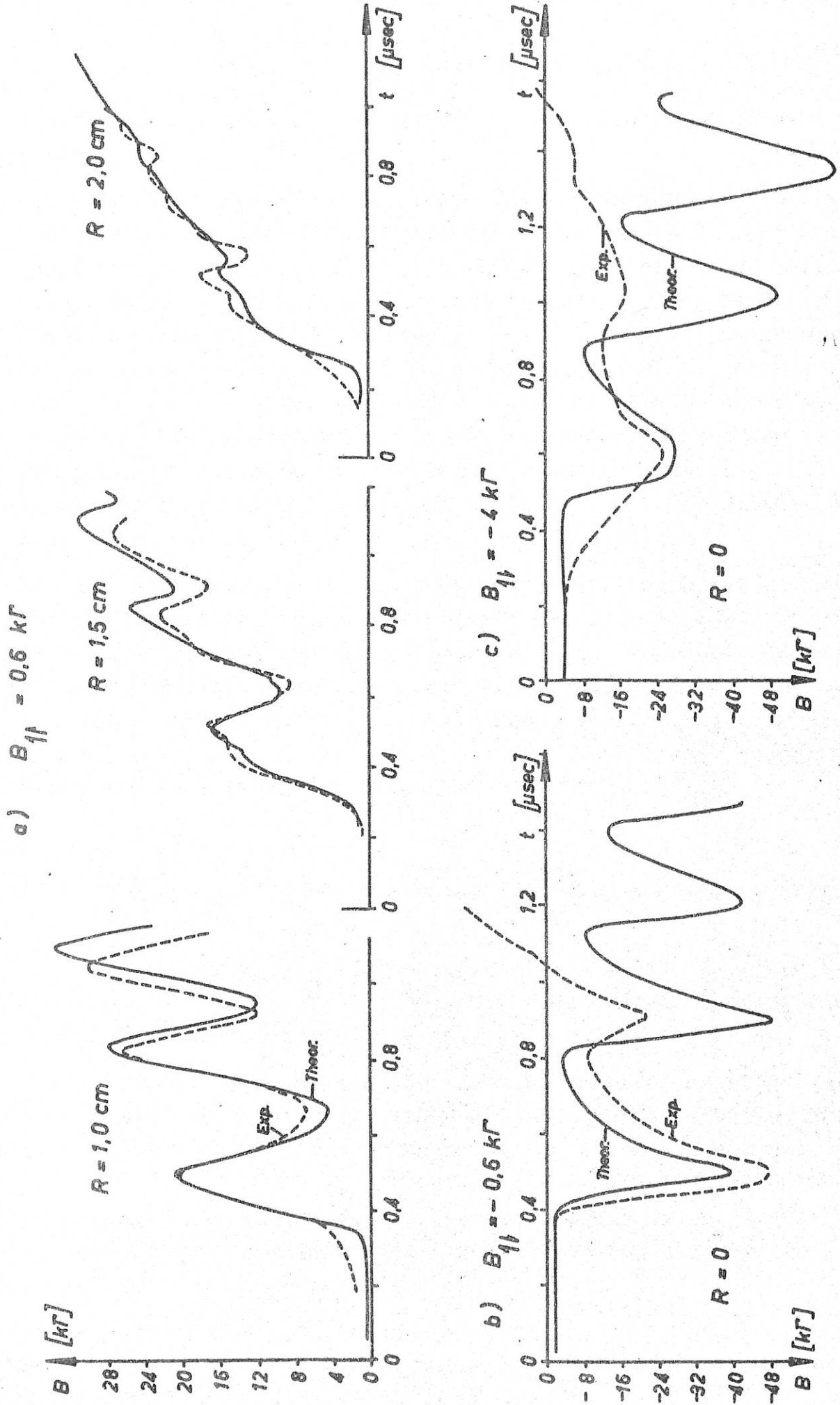


Abb. 2 Verlauf des Magnetfeldes  $B(t)$  im Plasma, bei verschiedenen Radien  $R$ , im Vergleich mit der Theorie



1961 beschrieben, mittels variabler schwacher Vorionisierung hergestellt.

Bei parallelem eingefangenen Feld ergibt sich Übereinstimmung im berechneten und gemessenen Feldverlauf über mehrere Kompressions-schwingungen. Als Beispiel zeigt Abb. 2a den zeitlichen Verlauf des Feldes an verschiedenen Radien im Vergleich mit der Theorie. Abweichungen werden nach ca. 1,5  $\mu\text{sec}$ . oder 3-4 Kompressionsschwingungen merklich und äussern sich in einer Erhöhung der Schwingungsfrequenz und stärkeren Dämpfung der Schwingungsamplituden im Experiment. Diese Abweichungen erklären sich durch Plasmaverluste aus den Spulenenden und Verluste an die Wände des Entladungsrohres, letztere infolge von Rayleigh-Taylor Instabilitäten. Solche Verluste wurden bei den Kerrzellenkameraaufnahmen beobachtet.

Bei antiparallelem, eingefangenen Feld ergibt sich nur bei niederen Feldern ungefähre Übereinstimmung mit der Theorie etwa für die Dauer einer Kompressionsschwingung (Abb. 2b). Bei eingeschlossenem  $B_0$  über 1 k $\Gamma$  waren die Sondersignale unreproduzierbar und zeigten einen von der Theorie stark abweichenden Gesamtverlauf. Diese Abweichungen werden im Zusammenhang mit den nachfolgend beschriebenen Messungen am  $\theta$ -Pinch III diskutiert.

## II.2 Theta-Pinch II (M. Keilhacker, W.v. Jaskowsky, A. Eberhagen, E. Barbian, F. Pohl)

Daten der Anlage: Hauptbatterie:  $W = 41 \text{ kJ}$ ,  $U_0 = 50 \text{ kV}$ ,  
 $T = 6,2 \mu\text{sec}$ ,  $B_{\text{max}} = 71 \text{ k}\Gamma$ ,  $\frac{dB}{dt} = 7,2 \times 10^{10} \Gamma/\text{sec}$ , Spulenlänge =  
30 cm, Innendurchmesser = 5,2 cm.

Seit September 1962 zwei zusätzliche Kondensatorbatterien, die ebenfalls über die Theta-Pinch Spule entladen werden: eine zur Erzeugung eines quasistationären Magnetfeldes  $B_0$  zwischen 0 und 7 k $\Gamma$  ( $W = 7,8 \text{ kJ}$ ,  $U_{0 \text{ max}} = 2,5 \text{ kV}$ ,  $T = 280 \mu\text{sec}$ , Möglichkeit einer Crowbar-Schaltung), die andere zur Vorionisierung des Gases ( $W = 0,2 \text{ kJ}$ ,  $U_0 = 25 \text{ kV}$ ,  $T = 2 \mu\text{sec}$ ). Zusätzliche HF-Vorionisierung durch Kabelentladung.

Höchstvakuumstand: Endvakuum ca.  $5 \times 10^{-10}$  Torr. Entladungsgefäss (Duran 50 oder Quarz) bildet mit den Pumpen ein abgeschlossenes System und ist mit  $450^\circ\text{C}$  ausheizbar.

### 1. Harte Röntgenstrahlung

Die im Jahresbericht 1961 (S. II,3 - II,6) beschriebenen Messungen des zeitlichen Verlaufs von Intensität und Härte der Röntgenstrahlung, die in Halbwellen vor der Zündung auftritt, wurden zu einem gewissen Abschluss gebracht (ein erster Teil der Ergebnisse ist in [2], [8] veröffentlicht). Es zeigt sich, dass man bezüglich des zeitlichen Intensitätsverlaufs der Röntgenstrahlung  $X_d$  (Index d = Absorberdicke in mm) während einer Halbwelle zwei typische Formen unterscheiden kann (Abb. 3). In der Halbwelle vor dem ersten Auftreten

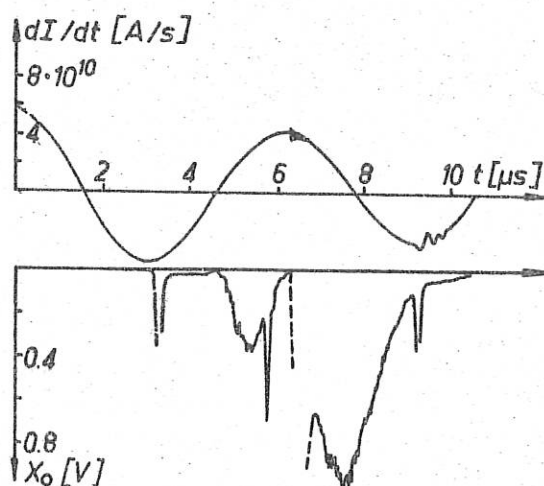


Abb. 3 Typischer Verlauf von Röntgenintensität  $X_0$  und Stromänderung  $dI/dt$ .

ausgeprägter Kompressionsschwingungen auf den  $dI/dt$ -Kurven ist ein glockenförmiger, zum Magnetfeldmaximum symmetrischer Röntgenimpuls zu beobachten, der sich über die ganze Halbwelle erstreckt, während die Röntgenintensität in früheren Halbwellen erst nach dem Magnetfeldmaximum merklich ansteigt. Zusätzlich werden etwa zur Zeit des Nulldurchgangs des Magnetfeldes sehr steil ansteigende, einige  $10^{-7}$  sec dauernde Röntgenimpulse beobachtet, auf die hier nicht eingegangen werden soll. Der Unterschied im Intensitätsverlauf rührt vermutlich daher, dass die räumliche Verteilung des elektrischen Feldes in den betreffenden Halbwellen verschieden ist, was Unterschiede in der Teilchendrift zur Folge hat (siehe II,3). Messungen mit zwei Szintillationszählern, von denen einer jeweils nur Strahlung aus einer Spulenhälfte aufnimmt, zeigen, dass die Röntgenstrahlung der symmetrischen Impulse hauptsächlich aus dem

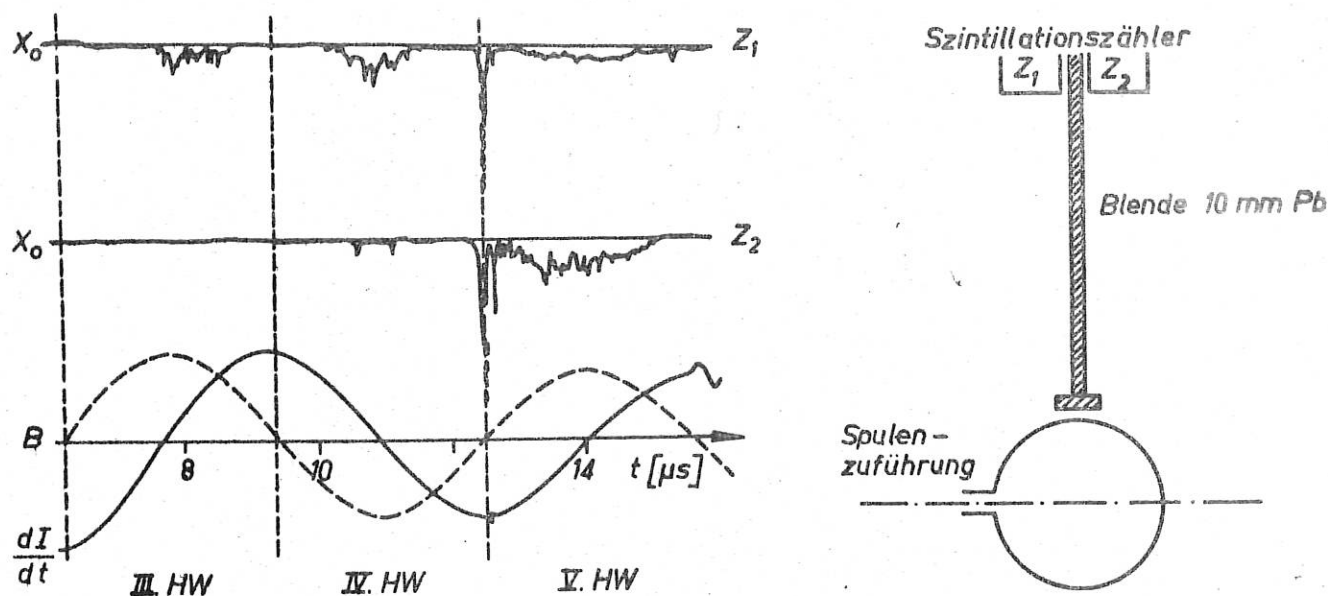


Abb. 4 Röntgenintensität aus zwei verschiedenen Spulenbereichen

Gebiet der Spulenzuführung emittiert wird, die der symmetrischen Impulse dagegen aus beiden Halbebene (Abb. 4). Dies lässt sich ebenfalls aus der Teilchendrift erklären (siehe II,3).

Zeitlich aufgelöste Absorptionsmessungen in Halbwellen mit symmetrischen Impulsen zeigen gute Übereinstimmung mit den theoretischen Kurven, die unter der Annahme einer rotationssymmetrischen  $\mathcal{E}$ -Feldverteilung beim Nulldurchgang des Magnetfeldes aus der Energieverteilung der Elektronen berechnet wurden (ausgezogene Kurven in Abb. 5). Legt man dagegen der Berechnung eine  $\mathcal{E}$ -Feldverteilung zugrunde, deren Feldlinien senkrecht auf der Spulenzuführung enden (Vakuumfeld), so erhält man Kurven, die deutlich über den entsprechenden Messwerten liegen (gestrichelte Kurven in Abb. 5).

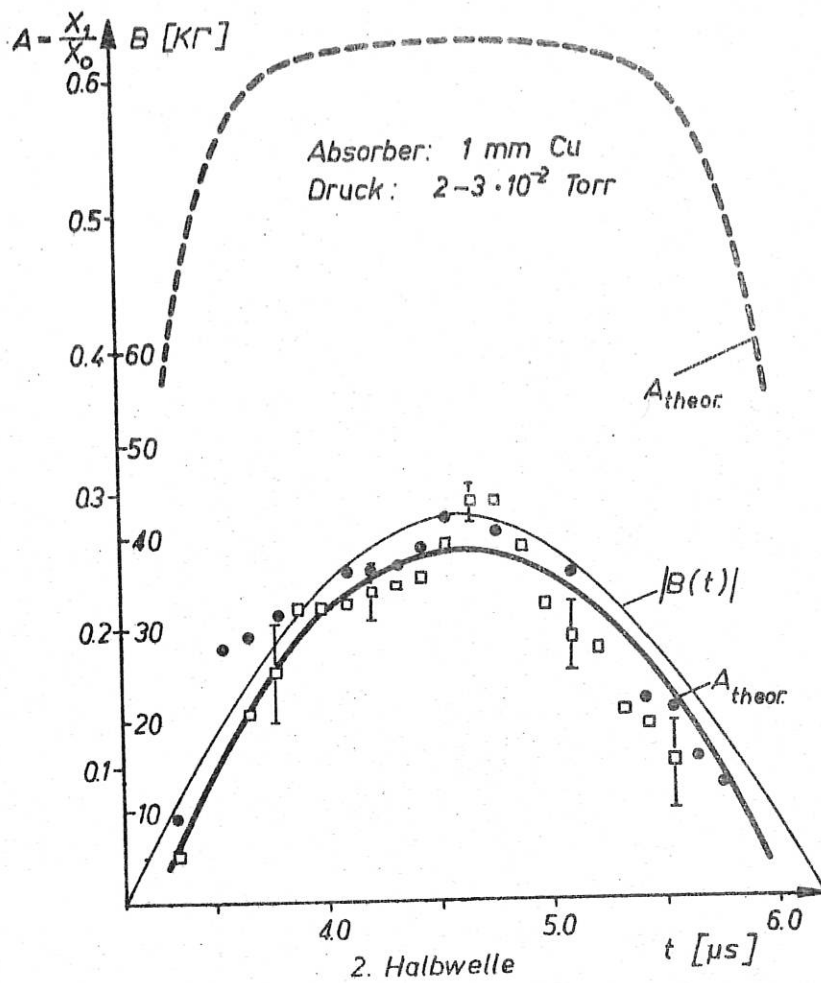


Abb. 5 A (= Mass für die Härte der Röntgenstrahlung) in Abhängigkeit vom zeitlichen veränderlichen Spulenfeld B (t).

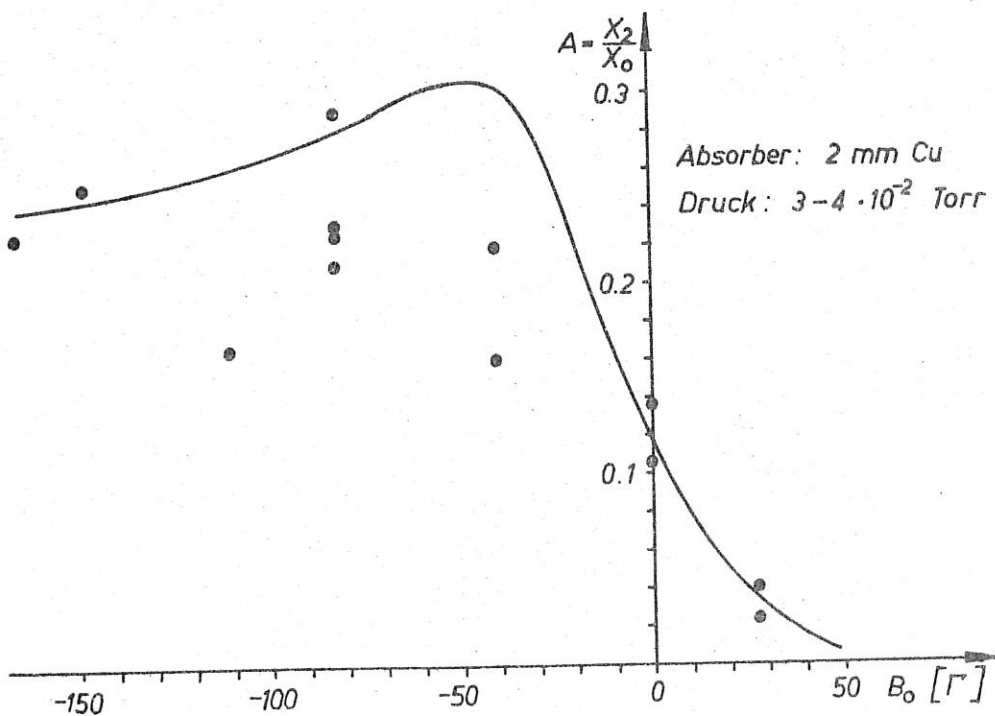


Abb. 6 A in Abhängigkeit von einem stationären Magnetfeld  $B_0$ .

Abb. 6 zeigt die theoretisch (unter der Annahme eines rotations-symmetrischen  $\mathcal{E}$ -Feldes) zu erwartende und die gemessene Härte der Röntgenstrahlung (ausgedrückt durch die Grösse A) zum Zeitpunkt des ersten Magnetfeldmaximums in Abhängigkeit von einem überlager-ten stationären Magnetfeld  $B_0$ . Ist  $B_0$  bezüglich des Magnetfeldes der Hauptentladung negativ, so nimmt das Magnetfeld beim Einschalten der Hauptbatterie zunächst ab, die Zeit, in der die Elektronen dem elektrischen Feld folgen und rasch Energie gewinnen ist gross, und die Elektronen erreichen hohe Energien. Bei positivem  $B_0$  ist es um-gekehrt.

## 2. Bestimmung von Elektronendichte, Temperatur, Verunreini-gungsgrad und Magnetfeldverteilung in der Vorentladung

Die Entladung einer kleinen schnellen Kondensator-Batterie über die Theta-Pinch-Spule - bei Überlagerung eines quaistationären Magnet-feldes  $B_0$  - soll ein hochionisiertes Wasserstoffplasma mit räumlich möglichst homogener Verteilung von Elektronendichte, Temperatur und Magnetfeld als reproduzierbare Anfangsbedingung für die anschliessen-de Hauptentladung liefern. Bereits vorliegende, ähnliche Untersu-chungen von Kolb und Mitarbeitern in Washington und Hintz u.a. in Jülich lassen bei vergleichbaren Bedingungen erwarten:

Temperaturbereich:  $1 \text{ (eV)} \leq kT \leq 3 \text{ (eV)}$   
für einen Dichtebereich:  $10^{15} \text{ (cm}^{-3}\text{)} \leq N_e \leq 10^{17} \text{ (cm}^{-3}\text{)}.$

Zur Erzeugung eines solchen Wasserstoffplasmas werden die Entladun-gen in folgender Reihenfolge gezündet:

Zeitpunkt: 0  $\mu\text{sec}$  : Langsam ansteigendes Magnetfeld variabler Amplitude

a  $\mu\text{sec}$  : HF-Kabelentladung

b  $\mu\text{sec}$  : Vorentladung über die Theta-Pinch-Spule

Folgende spektroskopische Messungen werden durchgeführt:

a. Standspektren zur Identifizierung der einzelnen Verunreinigungs-komponenten und ihrer räumlichen Verteilung im Entladungsrohr [1]

b. Bestimmung der Stärke der einzelnen Verunreinigungs-komponenten durch dosierten Zusatz zum Füllgas. Die Messung erfolgt mit Mono-chromator + Photomultiplier nach dem Ausheizen (bis  $450^\circ\text{C}$ ) des Entladungsgefässes.

c. Messung der zeitlichen Abhängigkeit von Elektronendichte und Temperatur bei den interessierenden Entladungsparametern (überlager-tes Magnetfeld, Fülldruck und Zeitpunkte a,b).

Die Durchführung dieser Messungen erfolgt in Anlehnung an die Untersuchungen von Griem, Kolb u.a. (Salzburger Tagung 1961). Danach beschränkt sich die Untersuchung auf eine einzelne Wasserstofflinie und ihre Umgebung (d.h. angrenzendes Kontinuum). Drei verschiedene Messgrößen (Intensitäten) werden dabei nach der spektralen Zerlegung der Plasmastrahlung gleichzeitig registriert (Abb. 7).

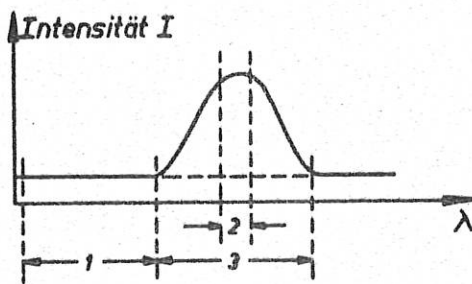


Abb. 7 Zur Messung herangezogene Wellenlängenintervalle.

- a. Ein von überlagerten Fremdlinien freier Bereich der Kontinuumsintensität  $I_1$  in der Nachbarschaft der Wasserstofflinie.
- b. Die Intensität  $I_2$  eines (engen) festen Wellenlängenbereichs aus dem Zentrum der Wasserstofflinie (überlagertes Kontinuum ist abzuziehen.)
- c. Die Gesamtintensität der Wasserstofflinie (überlagertes Kontinuum ist abzuziehen).

Dann ergibt der Quotient:

$I_2/I_3$  =: Mass für die Verbreiterung der Wasserstofflinie, d.h. bei Zugrundelegung theoretischer Linienprofile die Elektronendichte (praktisch unabhängig von der Temperatur).

$I_3/I_1$  =: Temperatur (unabhängig von der Elektronendichte).

Weiterhin folgt nach Vergleich mit der Strahlungsintensität eines Kohlekraters aus:

$I_1$  =: Elektronendichte (bei plausiblen Annahmen für die Plasmatemperatur)

$i_3$  =: Anregungstemperatur (in Verbindung mit der Wasserstoff-Anfangsdichte im Entladungsgefäß und dem Kompressionsverhältnis).

Die so gewonnenen Informationen reichen aus, um (unter Berücksichtigung der Saha-Gleichung) das Vorhandensein von thermischem Gleichgewicht zu prüfen, welches für die zur Auswertung herangezogenen theoretischen Beziehungen teilweise Voraussetzung ist.

Die Messung der Intensitäten  $I_1 - I_3$  geschieht - nach spektraler Zerlegung der Plasmastrahlung durch einen Monochromator - mit drei Photomultipliern. Dazu wird zunächst die Plasmaentladung stigmatisch auf den Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet. Die Breite des Austrittsspalt und die Wellenlängentrommel des Monochromators wird derart eingestellt, dass die gewünschte Wasserstofflinie (z.B.  $H\beta$ ) und der benachbarte Kontinuumbereich den Austrittsspalt passiert. Eine Zusatzoptik aus einer abbildenden Linse und zwei halbdurchlässigen Spiegeln erzeugt anschliessend drei Bilder dieses Monochromator-Austrittsspalt, von welchen sich durch jeweils einen Zusatzspalt die drei interessierenden Wellenlängenbereiche ausblenden und ihre Intensitäten mittels Photomultipliern registrieren lassen.

Die oben erwähnte Strahlungseichung mit dem Kohlekrater besorgt dann auch gleichzeitig die Eliminierung der verschiedenen Multiplierempfindlichkeiten etc..

Zusätzlich wird die Magnetfeldverteilung mit sechs Sonden gemessen, die sich an verschiedenen Abständen von der Achse des Entladungsgefäßes befinden.

### 3. Kontinuumsmessungen zur Bestimmung der räumlichen Elektronendichteverteilung in der Hauptentladung

Hierzu wurden für die Hauptentladung zunächst durch Standspektren genügend breite, von überlagerten Fremdlinien freie Kontinuumbereiche zwischen  $4000 \text{ \AA}$  und  $6000 \text{ \AA}$  ausgewählt.

Ein solcher Kontinuumbereich wird mit einem Monochromator aus dem Plasmaspektrum ausgeblendet und sein zeitlicher Intensitätsverlauf mit Photomultipliern registriert. Wegen der verwendeten stigmatischen Abbildung der Entladung auf den Monochromator-Eintrittsspalt und von diesem auf den Austrittsspalt nehmen die am letzteren übereinander angeordneten, engen Lichtleiter die Kontinuumsstrahlung aus verschiedenen Achsenabständen der Entladung auf. An jeden Lichtleiter ist ein Photomultiplier angeschlossen. Die Strahlungseichung erfolgt mit dem Kohlekrater. Durch Entabelung der Kontinuumsstrahlung aus

den diversen Achsenabständen, welche zu verschiedenen Zeitpunkten der Hauptentladung vorgenommen wird, und anschließende Umrechnung der Kontinuumsintensität auf die zugeordnete Elektronendichte liegt deren radiale Verteilung vor. Dabei genügen Schätzwerte für die Plasmatemperatur.

Bisher vorgenommene Messungen dieser Art [1] zeigten die Notwendigkeit auf für folgende experimentelle Verbesserungen:

- a. Reproduzierbarere Einstellung des Wasserstoff-Fülldruckes im Entladungsrrohr. Diese wird erzielt durch eine Ventilanordnung, die eine genau bekannte Untersetzung des hohen (und daher recht exakt messbaren) Wasserstoff-Druckes in einem Vorratsgefäß auf die gewünschten Werte im Entladungsvolumen erlaubt.
- b. Bestimmung der Anteile von vorhandenen Plasmaverunreinigungen und Messung ihres Einflusses auf die Kontinuumsintensität durch dosierten Zusatz ihrer Komponenten zum  $H_2$  - Füllgas, ausreichende Herabsetzung dieses Verunreinigungsgrades durch genügendes Ausheizen des Entladungsgefäßes.
- c. Reproduzierbare Vorionisierungsverhältnisse (siehe unter II.2.2)
- d. Prüfung der Strahlungseichung der einzelnen Photomultiplier mit dem Kohlekrater im Hinblick auf die dafür verwendbare Dauer der Lichtimpulse. Letztere werden erzeugt durch intermittierende Abbildung des Kohlekraters auf eine Kreisblende mit Hilfe eines Drehspiegels.
- e. Erhöhung der Anzahl der verwendeten Lichtleiter von drei auf neun, so dass die Kontinuumsstrahlung aus dem ganzen Durchmesser des Entladungsgefäßes bei einer einzigen Entladung erfasst wird.

### II.3 Theoretische Überlegungen zum Theta-Pinch (R. Chodura, D. Düchs)

#### 1. Verteilung des elektrischen Feldes und harte Röntgenstrahlung am Theta-Pinch

Beim Aufbau eines leitfähigen Plasmas in einer Theta-Pinch-Spule, der ohne Vorionisierung und bei den verwendeten Drucken von 1 bis  $5 \times 10^{-2}$  Torr während mehrerer Halbwellen des Spulenstromkreises erfolgt, sollte das elektrische Feld zunächst von einer Spulenhälfte zur anderen verlaufen und bei guter Leitfähigkeit des Spulenmaterials senkrecht auf der Spulenoberfläche stehen. Bei zu-



nehmender Zahl der Ladungsträger im Gasvolumen sollte durch Aufladung der Glasgefäßwand das Potentialfeld der Ladungen auf der Spulenoberfläche wenigstens für einen Zeitbereich um den Nulldurchgang des Magnetfeldes abgeschirmt werden und im Inneren des Gefäßes ein rotations-symmetrisches Ringfeld entstehen.

Diese Verteilung des elektrischen Feldes ist für den Zündvorgang wichtig. Einen Hinweis auf die zeitliche Veränderung des Feldes geben Messungen an harten Röntgenstrahlen (II.2).

Das bei geringer Ladungsdichte im Gasvolumen auftretende nicht-rotationssymmetrische  $\mathcal{E}$ -Feld hat zur Folge, dass die Richtung der Elektronendrift bei gleichem Vorzeichen von Magnetfeld  $\mathcal{H}$  und seiner zeitlichen Ableitung  $\dot{\mathcal{H}}$  von der Stromzuführung der Spule weggerichtet, bei ungleichem Vorzeichen von  $\mathcal{H}$  und  $\dot{\mathcal{H}}$  zu ihr hin gerichtet ist. Gleichzeitig wächst der Betrag der Driftgeschwindigkeit bei Annäherung an die Stromzuführung. Man müsste also erwarten, dass bei diesem nicht-rotationssymmetrischen  $\mathcal{E}$ -Feld Röntgenstrahlen vorwiegend in der Nähe der Stromzuführung entstehen und zwar in denjenigen Viertel-Perioden der Entladung, wo  $\mathcal{H}$  und  $\dot{\mathcal{H}}$  verschiedenes Vorzeichen haben. Dies wird durch Messungen bestätigt (siehe II.2).

Zum weiteren Vergleich mit den Messungen wurden der Energiegewinn und die Energieverteilung der Elektronen für die beiden Grenzfälle des reinen Vakuumfeldes und des durch Abschirmung entstandenen Ringfeldes unter gewissen vereinfachenden Annahmen berechnet. Dabei kommen für die Erzeugung energiereicher Röntgenstrahlung nur Elektronen in Frage, die im Zeitbereich der Grössenordnung  $(\omega_g)^{-1/2}$  ( $\omega_g$  Gyrationss-frequenz) um den Nulldurchgang des Magnetfeldes vorhanden waren. Sie werden zunächst sehr stark, später nur mehr entsprechend der Konstanz des Betrages ihres Gyrationss-Drehimpulses beschleunigt. Dem entsprechend hängt auch der Energiegewinn der Elektronen nur von der Verteilung des  $\mathcal{E}$ -Feldes in einem Zeitbereich der Grössenordnung  $\omega_g^{-1/2}$  um den Nulldurchgang des Magnetfeldes ab.

Aus der Energieverteilung der Elektronen wurde unter weiteren vereinfachenden Annahmen die Energieverteilung der erzeugten Röntgenstrahlung für die beiden  $\mathcal{E}$ -Feld-Typen abgeschätzt. Es zeigte sich, dass die Energieverteilung für das nicht-rotationssymmetrische  $\mathcal{E}$ -Feld bis zu höheren Energiewerten reichen sollte, als diejenige für das rotationssymmetrische.

Um diesen Unterschied mit Experimenten vergleichen zu können, wurde für beide Energieverteilungen der zeitliche Verlauf einer Grösse  $A$  berechnet, welche den relativen Strahlungsnachweis für verschiedene Absorberdicken  $d$  vor dem Empfänger angibt und ein Mass für die Härte der Röntgenstrahlung ist. (siehe II.2, Abb. 5).

Ausserdem wurde als weiterer Parameter die Stärke eines überlagerten stationären Magnetfeldes zu Beginn der Entladung variiert und sein Einfluss auf die Grösse  $A_d$  für beide  $\zeta$ -Feld-Typen bestimmt und mit Experimenten verglichen (siehe II.2, Abb. 6).

Die Ergebnisse wurden in einem Laborbericht und einer Veröffentlichung zusammengefasst (siehe [2]).

## 2. Quantitative Beschreibung des Theta-Pinches mit Berücksichtigung der Neutralgaskomponente

Um eine bessere Übereinstimmung, insbesondere in den Anfangsstadien der Entladung, mit experimentellen Daten zu erhalten, wurde die von Herrn Dr. Hain ausgeführte Zweiflüssigkeitstheorie des Theta-Pinches (Elektronen und einfache Ionen) um die Komponente des dissoziierten Neutralgases erweitert.

Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur jedes der drei Gasgemischanteile werden beschrieben durch die jeweils drei ersten Momentengleichungen der Boltzmann-Gleichung. Wichtige Annahmen für die Entwicklung der Theorie sind: Gültigkeit der Zustandsgleichung für ideale Gase, Quasineutralität und Rotationssymmetrie des gesamten Problems. Für die Stossterme in den Momentengleichungen bzw. die meisten Energieaustausch-, Reibungs- und die übrigen Transportkoeffizienten wurden zunächst einfache Ansätze aus der kinetischen Gastheorie gemacht. Das erschien zweckmässig einmal, um erst zu untersuchen, welche Koeffizienten das gesamte System stark beeinflussen und diese dann genauer zu berechnen, zum andern, weil die erforderlichen Querschnitte für elastische und Umladungsstösse in dem hier interessanten Temperaturbereich meist nicht gut gesichert sind, sondern extrapoliert werden mussten.

Die hier besonders wichtigen Ionisations- und Rekombinationsprozesse für Wasserstoffgas lassen sich in dem kritischen Elektronentemperaturbereich berechnen mit Hilfe von Tabellenwerten, die von Bates, Kingston und McWhirter (Proc. Roy. Soc., A 267, 297, 1962) angegeben wurden. Für die übrigen Temperaturen werden die bisher

Üblichen Elweſchen Formeln benutzt, die allerdings durch einen Faktor an die Bates'schen Ergebnisse angeglichen sind.

Da an eine analytische Lösung des komplizierten Systems partieller Differentialgleichungen nicht zu denken ist, musste eine numerische Behandlung vorbereitet werden. Der nächste Schritt war der Entwurf und die Aufstellung eines Rechenprogramms für die IBM-7090-Rechenmaschine des Instituts zu dem System von Differenzgleichungen. Dieses Programm wird z.Zt. mit der Maschine geprüft.

#### II.4 Theta-Pinch III. Bestimmung der Elektronendichte mit einem Mach-Zehnder-Interferometer (C. Andelfinger, H. Herold, P. Igenbergs, F.P. Küpper)

Daten der Anlage:  $U_0 = 18 \text{ kV}$ ,  $W = 7,5 \text{ kJ}$ ,  $T = 7,2 \text{ } \mu\text{sec}$ ,  
 $B_{\text{max}} = 53 \text{ kG}$ , Spulenlänge  $l = 16 \text{ cm}$ , Spulendurchmesser  $d = 5,8 \text{ cm}$ .

##### 1. Anordnung zur Messung der zeitlichen Änderung der Streifenverschiebung mit Drehspiegel

Die Versuchsanordnung ist in [3] und [9] beschrieben. Die Messungen liefern zeitlich aufgelöste radiale Elektronendichteverteilungen integriert über den gesamten Lichtweg im Entladungrohr ( $\int N_e(l) dl$ ). Die Messungen wurden mit vorgegebenen Anfangsbedingungen durchgeführt. (Anfangsdruck  $p_0 = 0,1 \text{ Torr}$ ,  $H_2$ .  $B_{\uparrow\uparrow} = 1 \text{ kG}$ ,  $B_{\parallel} = 1 \text{ kG}$  und  $3 \text{ kG}$ ). Der radiale Verlauf der Magnetfelder wurde wie bei Theta-Pinch I mit Sonden gemessen und die Ergebnisse der Messungen mit der hydro-magnetischen Theorie verglichen. Um bei den Dichtemessungen auch die Kompressionsschwingungen auswerten zu können, wurde die Zeitauflösung der Schmierkamera auf  $2 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$  gesteigert. Dazu wurde die Lichtquelle gepulst betrieben.

Die Ergebnisse sind ausführlich in einer Veröffentlichung diskutiert worden [9]. Es sollen deshalb nur einige wichtige Punkte angeführt werden: Der Vergleich zwischen Experiment und Rechnung ergibt für die Anfangsphasen der Theta-Pinch Entladung gute Übereinstimmung, besonders im lokal gemessenen radialen Magnetfeldverlauf und qualitativ auch im Dichteverlauf. Eine quantitative Übereinstimmung im Dichteverlauf ist wegen der Integration über die Spulenlänge (Einfluss der Spulenden!) bei kurzen Spulen nicht möglich. Die Übereinstimmung

erstreckt sich bei parallelem eingefangenen Feld auf 2-3 Kompressionsschwingungen und geht dann wegen der Plasmaverluste aus der Spule verloren. Die schlechtere Anfangsleitfähigkeit im Experiment äussert sich in einer geringfügigen Verlangsamung der Vorgänge bis zur 1. max. Kompression. Auch bei antiparallelem Feld beschreibt die hydromagnetische Näherung die Vorgänge bemerkenswert gut, allerdings nur bis etwa zur 1. Expansion des Plasmas. Dann zeigen sich rasch grösser werdende, im Feldverlauf auch lokal beobachtbare Abweichungen von der Theorie. Diese bestehen in einem anomalen raschen Ausgleich der entgegengesetzten Felder begleitet von einer raschen Änderung der Plasmadichtekonfiguration. Der Plasmahohlzylinder schlägt zum Spulenzentrum hin zusammen. Entsprechende Erscheinungen wurden auch bei den am  $\theta$ -Pinch I durchgeführten Kerrzellenaufnahmen beobachtet. Diese anomalen Effekte werden vermutlich durch Mikroinstabilitäten verursacht. Beim  $\theta$ -Pinch I ergaben sich bei etwa gleichen maximalen Kompressionsfeldern (gleiche Energiedichte), gleichem Anfangsdruck und gleichen eingefangenen Feldern aber wesentlich anderen Spulenabmessungen bedeutend stärkere und früher auftretende Diskrepanzen zur Theorie. Dies weist darauf hin, dass die Spulengeometrie besonders aber die Effekte an den Spulenden Einfluss auf die Ausbildung und Anwachsraten der Instabilitäten haben.

Theoretisch untersucht wurde der Einfluss der Strahlkrümmung im Plasma auf Grund der Dichtegradienten und der Einfluss der Bündelöffnung der Lichtquelle auf die interferometrischen Messungen. Es lässt sich zeigen, dass die dadurch verursachten Fehler für die beschriebenen Messungen unerheblich waren. Diese Fehler begrenzen jedoch die Spulenlängen, für die dieses interferometrische Verfahren zur Messung der Elektronendichte angewandt werden kann.

## 2. Kurzaufnahmen der Interferenzstreifenverteilung

### Einfluss von angeregten H-Atomen, H<sub>2</sub>-Molekülen und Verunreinigungen auf die Interferenzstreifenverteilung

Es wurden gleichzeitig mit zwei verschiedenen Frequenzen zwei Momentaufnahmen der Streifenverteilung des Entladungsgefässquerschnittes gemacht. Bei einem Vergleich der zwei Aufnahmen sind, wegen des bekannten Zusammenhangs von Elektronendichte, eingestrahelter Frequenz und Streifenverschiebung, die Einflüsse der Summe der übrigen Kompo-

nennten zu bestimmen. Innerhalb der Messgenauigkeit der Anordnung konnte zu verschiedenen Zeitpunkten der Entladung keine Änderung der Streifenverteilung durch die genannten Komponenten festgestellt werden. Der Einfluss von angeregten H-Atomen,  $H_2$ -Molekülen und Verunreinigungen auf den Brechungsindex ist demnach für die vorliegenden Versuchsverhältnisse vernachlässigbar [9].

Symmetrie des Elektronenplasmas während verschiedener Phasen der Entladung. Zur Untersuchung der Symmetrie der Entladung zur Spulenachse war es erforderlich, von einer Entladung mehrere Aufnahmen der Streifenverteilungen herzustellen. Um zu möglichst allen Zeitpunkten der Entladung scharfe Bilder zu erhalten, sind Belichtungszeiten von  $\leq 10$  nsec erforderlich. Dies wurde mit einem Bildwandler erreicht, der in Intervallen von 200 nsec drei Bilder von je 10 nsec Belichtungsdauer an verschiedenen Orten seines Leuchtschirms erzeugte. Die Messungen erfolgten bei einem Ausgangsdruck von  $10^{-1}$  Torr,  $H_2$ , an Entladungen mit parallelem oder antiparallelem, eingefangenen Magnetfeld. Abb. 8 zeigt eine Aufnahme der Streifenverschiebung zu 3 verschiedenen Zeitpunkten einer Entladung ( $t_1 = 250$  nsec nach Nulldurchgang des Spulenstroms) bei antiparallelem, eingefangenen Feld. Die Auswertung der 1. Aufnahme ist in Abb. 9 dargestellt. Zur anschaulicheren Darstellung der Symmetrieverhältnisse der Entladung sind in Abb. 10 die Dichten über dem Durchmesser des Entladungsrohres aufgetragen. Die Schnitte in Abb. 10 liegen in der Spulenschlitzebene ( $\beta$ ) senkrecht dazu ( $\alpha$ ). Eine weitere Möglichkeit, Auskunft über die Symmetrie der Entladungen zu bekommen, liegt in der Herstellung von Momentaufnahmen, die von der Einstellung der Nullten Ordnung am Interferometer ausgehen. Dann sind die auftretenden Interferenzstreifen Orte gleicher Elektronendichte und brauchen nicht eigens ausgewertet werden. Da in diesem Fall zwar der Betrag des Gradienten, nicht aber sein Vorzeichen ermittelt werden kann, ist eine quantitative Dichtebestimmung ohne zusätzliche Information nicht möglich. Abb. 11 zeigt ein Beispiel für solche Aufnahmen in der Nullten Ordnung.

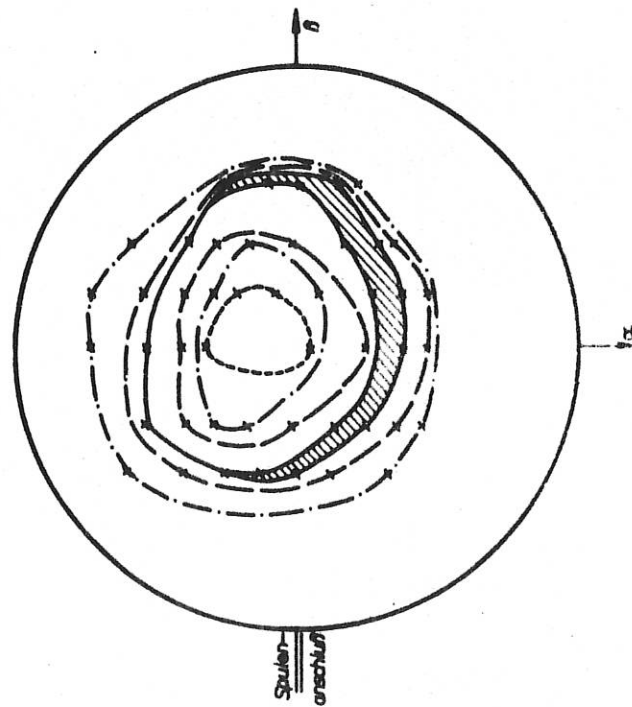


Bild Nr 45-12a

$B_z$ : 11

$t_1$ : +250 nsec

$\int N_e(t) dt$	$[10^{17} \text{ cm}^{-2}]$	Line Style
3.3	$\cdot 10^{17}$	--- (dashed)
4.5	$\cdot 10^{17}$	- - - (long-dashed)
5.4	$\cdot 10^{17}$	— (solid)
6.6	$\cdot 10^{17}$	— (solid)

Nr 46-12a  
 $B_z$ : 11  
 $t_1$ : +250 nsec

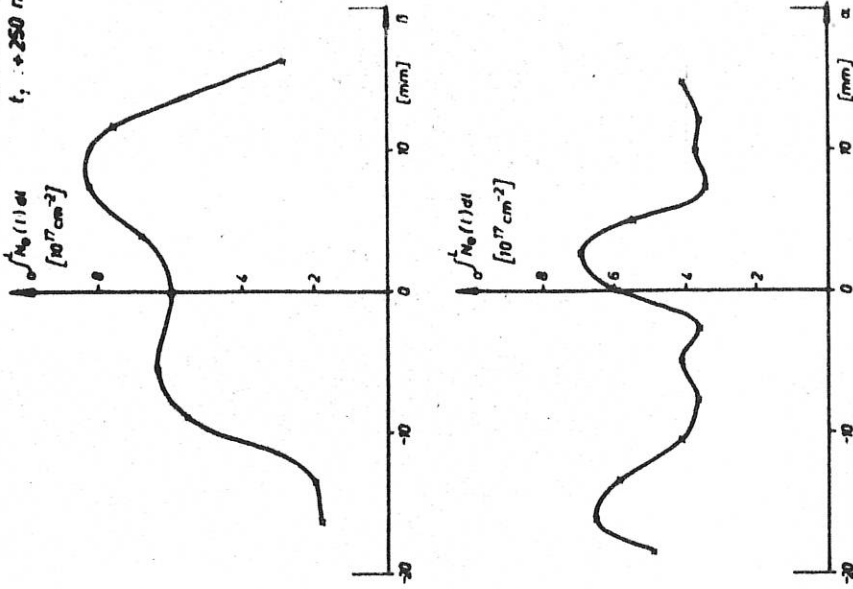


Abb. 10 Elektronendichte über zwei zueinander senkrechten Durchmessern des Entladungsröhres ( $\alpha, \beta$ )

Abb. 9 Auswertung einer Interferenzaufnahme (Abb. 8,  $t_1$ )

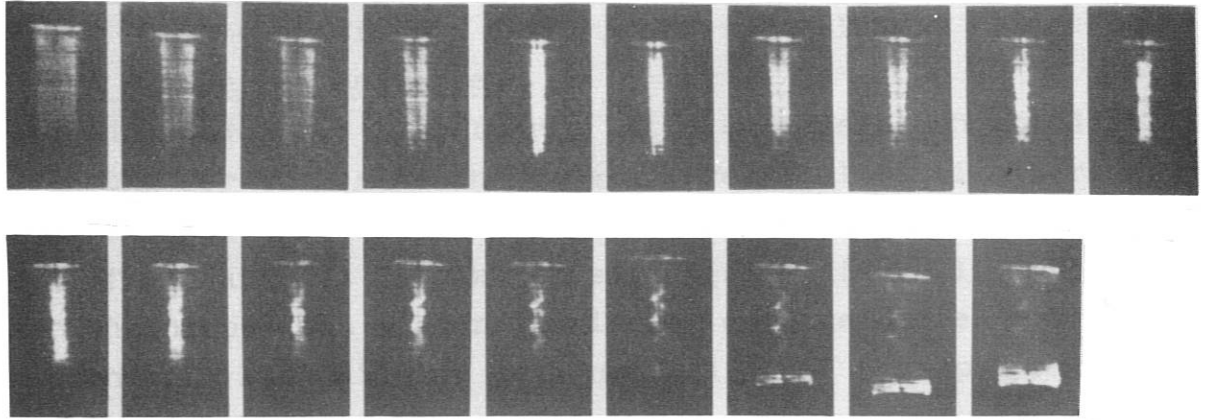
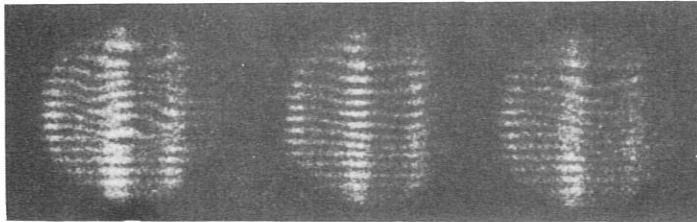


Abb. 18 zu II. 10

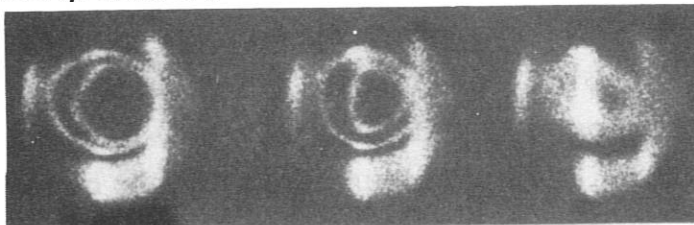
Anwachsen einer  $m=1$  Instabilität beim Z-Pinch.  
 Stabilisierungsfeld  $500 \Gamma$ . Bildfolge  $3 \cdot 10^{-7}$  sec.



$t_1$   $t_2$   $t_3$

Abb. 8 zu II. 4

Momentaufnahmen der Interferenz-  
 streifen zu drei verschiedenen  
 Zeitpunkten.



$t_1$   $t_2$

Abb. 11 zu II. 4

Momentaufnahmen "Nullter  
 Ordnung"

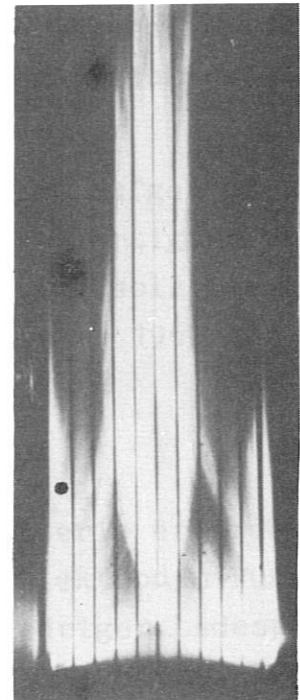
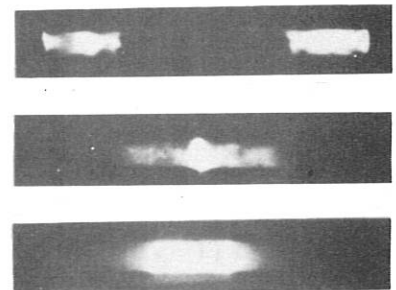


Abb. 13 zu II. 6

Schmierkameraaufnahme  
 einer Entladung in  $H_2$   
 $0.09$  Torr.

Abb. 16 zu II. 6

Framing-Kamera-  
 Aufnahmen einer  
 Entladung in Argon



## II.5 Theta-Pinch IV: 1,5 MJ-Batterie (C. Andelfinger, M. Ulrich, in Zusammenarbeit mit der Ingenieurabteilung)

### 1. Aufbau der Batterie

Die Anordnung der 1,5 MJ-Batterie hat sich wesentlich geändert. Bei der Prüfung der vorgesehenen Kondensatoren stellte sich heraus, dass sie nur ca. 30% der verlangten Lebensdauer aufweisen. Wir gingen daher auf ein anderes Fabrikat über, welches die volle Lebensdauer versprach und bei den ersten inzwischen durchgeführten Prüfungen auch einhielt. Die Batterie soll nun bei 40 kV Ladespannung (dies entspricht 2,6 MJ) eine Lebensdauer von 13000, bei 30 kV von 13000 Entladungen haben. Dieses Fabrikat benötigt ein um 20% geringeres Kondensatorvolumen. Als Gewinn resultiert eine übersichtlichere Aufstellung der Batterie und insbesondere eine Verringerung der Leistungskabellängen und damit der Batterieinduktivität. Dadurch wurde erreicht, dass die ursprünglich vorgesehene Batterieinduktivität von 3  $\mu$ Hy auch tatsächlich eingehalten werden kann.

Die neue Anordnung wurde in 2 Gruppen im Institut aufgebaut und getestet. Danach gingen die Teile endgültig in die Fertigung und die Montage kann im Januar voll einsetzen. Die Montage soll bis auf die Leistungskabel und die Kollektorplatte im Frühsommer 1963 abgeschlossen sein.

### 2. Triggereinrichtungen

Die Vielzahl der Einzelkreise in der 1,5 MJ-Batterie erfordert eine Triggerung in 3 Stufen. Bei den verwendeten 3-Elektroden-Funkenstrecken als Triggerfunkenstrecke liegt bei niedriger Ladespannung die Streuzeit (20 kV Batteriespannung, 5 kV an der Mittelelektrode bei der Funkenstrecke der 2. Triggerstufe) bei über 100 nsec. Zur Verbesserung der Streuzeit wurden die Triggerkabel, die zur Mittelelektrode der Triggerfunkenstrecke führen, auf die volle Spannung aufgeladen und kapazitiv von der Mittelelektrode getrennt. Damit wurden Streuzeiten von 30 nsec bei 20 kV und kleiner 10 nsec bei 40 kV Batteriespannung erreicht.

### 3. Kabelschwingungen

Bei Entladung der Batterie entstehen auf den Leistungskabeln Kabelschwingungen von einigen MHz und Amplituden von ca. 1,7 x Ladespannung. Diese Kabelschwingungen sind sehr störend für alle Messungen,



die am Experiment durchzuführen sind. Sie beanspruchen ausserdem die Isolationsteile der Anlage in erhöhtem Masse. In einem Niederspannungsmodell wurden Daten für Beschaltungskondensatoren bestimmt, die im Versuchsmodell bei 15 kV erprobt wurden. Dabei zeigte sich, dass durch solche Beschaltungskondensatoren (Serien RC-Glied) die Amplitude der Kabelschwingung nur wenig gesenkt, aber fast aperiodisch gedämpft werden kann.

#### 4. Kollektorplatte

Die Länge der Kollektorplatte wurde von 7 m auf 3 m reduziert. Dies trug zu einer Verringerung des Gesamtgewichtes von 165 t auf ca. 60 t und zu einer entsprechenden Verringerung der Kosten bei. Weiterhin wurden Vorschläge zu den tordierten Bandleitern zwischen Vorkollektor und Hauptkollektor gemacht und in Bezug auf Strom- und Spannungsbelastung mit Erfolg geprüft. SSW will jedoch eine andere Lösung verwenden, die in Bezug auf Strombelastung bis jetzt noch nicht zufriedenstellend ist. Für die Kontaktstellen am Hauptkollektor wurde bis jetzt keine endgültige Lösung gefunden.

### II.6 Vorionisierungsmethoden beim Theta-Pinch IV (C. Andelfinger, P.M. Asam, R. Wunderlich, E. Glock)

#### 1. Hochfrequente Vorentladung über die Theta-Pinch-Spule

Daten der Anlage:  $W = 0,9 \text{ kJ}$ ,  $U_0 = 25 \text{ kV}$ ,  $T = 1,5 \text{ } \mu\text{sec}$ ,  
 $dJ/dt_{\text{max}} = 1,3 \times 10^{12} \text{ A/sec}$ ,  $B_{\text{max}} = 3,9 \text{ kG}$ , Länge der Spule  $l = 1 \text{ m}$ , Durchmesser der Spule  $d = 10 \text{ cm}$ .

Die Ankopplung der schnellen Vorionisierungsbatterie an die mit der Hauptbatterie gemeinsame Spule bringt einige prinzipielle Schwierigkeiten. Die Vorionisierungsbatterie darf höchstens die halbe Ladenspannung der Hauptbatterie haben, da sie sonst diese sofort mitreissen würde. Zum anderen müsste sie wesentlich spannungsfester sein, da beim Einschalten der Hauptbatterie an der Vorionisierungsbatterie die Spannung durch Anregung einer Thomson-Schwingung bis auf das Doppelte steigen kann.

Zunächst war zu prüfen, ob ohne weitere Hilfsmassnahme (gepulste HF-Entladung (Kolb)) diese schnelle Ringentladung zündet. Die Versuche ergaben, dass die Entladung bei Drucken grösser  $5 \times 10^{-2} \text{ Torr}$

zu Beginn der 3. Halbwelle zündet. Allerdings besteht bei den bisherigen Versuchen die Möglichkeit, dass der Grad der Verunreinigungen des Wasserstoffgases relativ hoch war. Da die Verunreinigungen geringeres Ionisierungspotential haben, ist obige Aussage nicht verbindlich für den Fall sehr reinen Wasserstoffs.

Mit der in II.2 beschriebenen Methode soll in dieser Entladung die Elektronendichte und -temperatur bestimmt werden.

## 2. Axial von beiden Seiten in die Spule einlaufende Stosswellen

Daten der Anlage:  $W = 2 \times 6,25 \text{ kJ}$ ,  $U_0 = 18 \text{ kV}$ ,  $T = 8 \text{ } \mu\text{sec}$ ,  
Stossrohr:  $l = 1 \text{ m}$ ,  $d = 10 \text{ cm } \varnothing$ , Neigungswinkel der Konusse  $\vartheta = 10^\circ$ .

Die Stosswellen werden durch konische Z-Pinche an den Enden des Gefässes erzeugt. Abb. 12 zeigt die Versuchsanordnung.

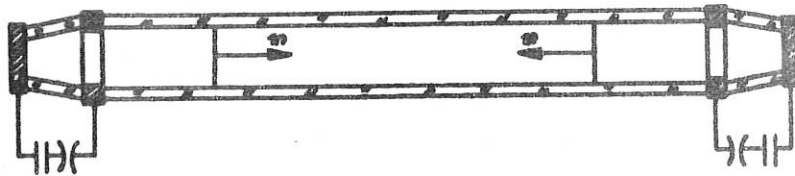


Abb. 12 Anordnung der Stosswellenapparatur

Zunächst wurden mit einer Trommelkamera die Geschwindigkeiten der leuchtenden Fronten in Abhängigkeit von Laufstrecke und Gasdruck untersucht.

Abb. 13 zeigt eine Schmierkameraaufnahme von den zusammenlaufenden Fronten, bei Wasserstoff bei 0,09 Torr. In Abb. 14 sind die Geschwindigkeiten in Abhängigkeit von Ausgangsgasdruck und Laufstrecke eingetragen. Nach einer Auswertung der Rankine-Hugoniot-Gleichungen, unter Berücksichtigung von unelastischen Stößen nach E. Turner, sollte bei den gemessenen Mach-Zahlen ein Ionisierungsgrad von der Größenordnung einiger Prozent hinter den Stosswellen herrschen. Mit einem Schmier-spektrographen wurden die Linienbreiten der 1. Balmerlinien des Wasserstoffs gemessen. Sie lieferten ebenfalls Elektronendichten, die einem Ionisierungsgrad von einigen Prozent entsprachen (Abb. 15).

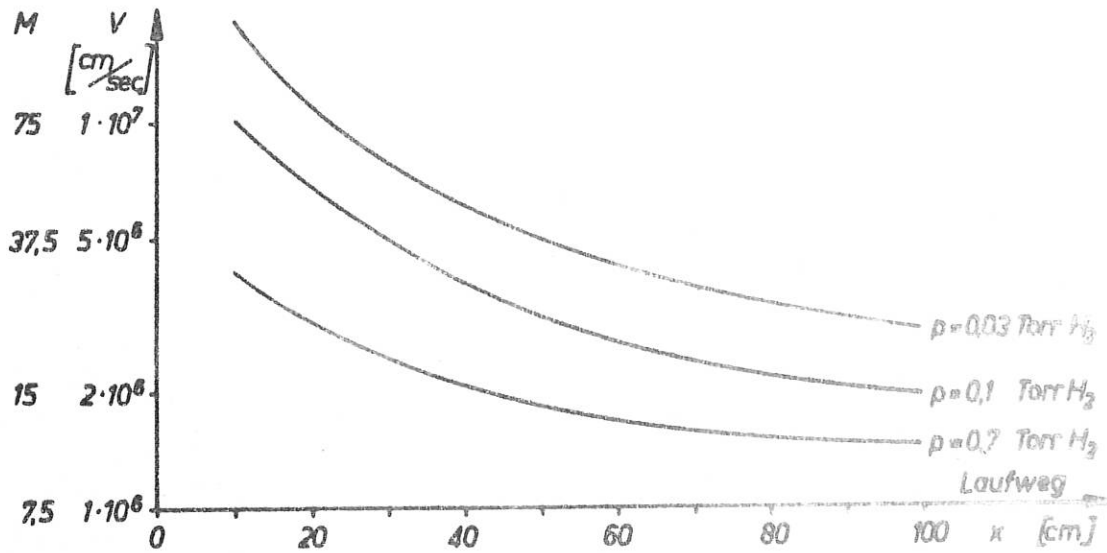


Abb. 14 Geschwindigkeit der Leuchtfront in Wasserstoff,  $M$  = Machzahl bezogen auf  $c_{\text{H}_2} = 1,35 \times 10^5 \text{ cm/sec}$ .

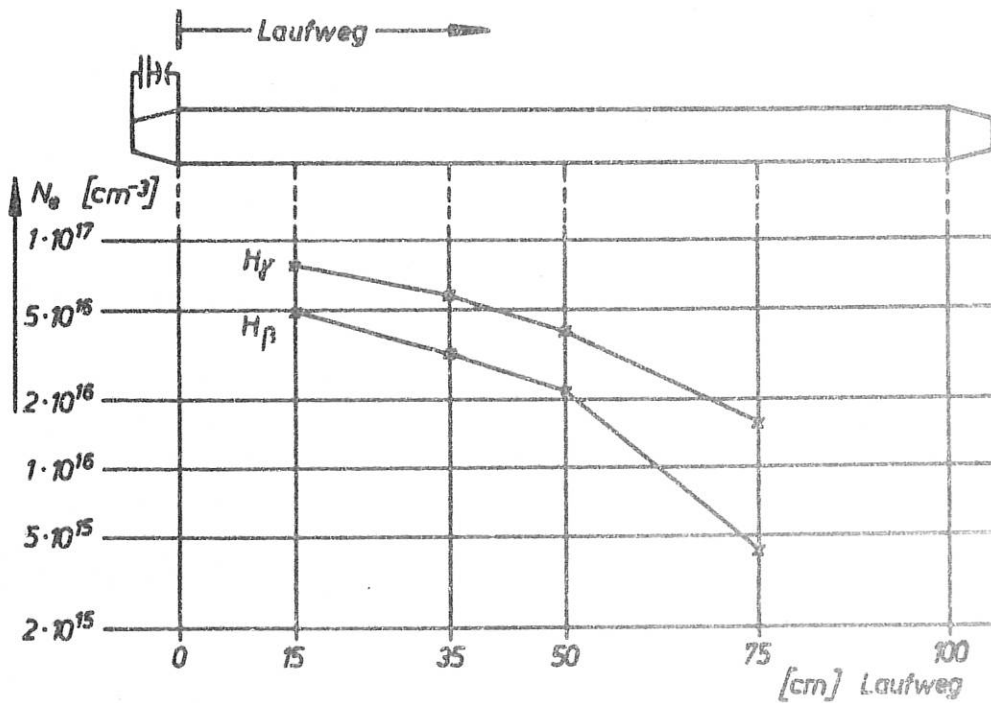


Abb. 15 Maximale Teilchendichte aus Linienbreite von  $H_\beta$  und  $H_\gamma$  in Abhängigkeit vom Laufweg.

Aus den Verhältnissen der Gesamtintensitäten von jeweils 2 Wasserstofflinien wurde die Elektronentemperatur bestimmt. Hierbei ergaben sich Diskrepanzen. Die Elektronentemperatur war etwa eine Grössenordnung höher, als sie auf Grund der Stosswellentheorie sein sollte. Da auf den Trommelkameraaufnahmen auch keine klare Unterscheidung zwischen Stossfront und Plasmakolben zu sehen ist, weil entweder die Strukturen von Kolben und Stossfront ineinandergreifen oder die Stossfront nicht ausreichend stark leuchtet, besteht die Möglichkeit, dass die spektroskopisch bestimmte Temperatur Plasmaschwaden zukommt, die aus den konischen Z-Pinch-Entladungen kommend durch das Rohr laufen. Framing-Kamera-Aufnahmen zeigen auch tatsächlich solche Schwaden. (Abb. 16).

Bei zwei gegeneinanderlaufenden Fronten wurde kurz nach dem Zusammenstoss hinter den reflektierten Fronten eine Elektronendichte über 50% der ursprünglichen Neutralgasdichte gefunden.

Dieser Punkt soll nun genauer untersucht werden. Insbesondere interessiert der zeitliche Verlauf dieser Ionisierung, gemessen an verschiedenen Stellen des Gefässes. Weiterhin interessiert die Zeit des Auftretens von Verunreinigungen. Die Versuche werden neuerdings mit statischen Führungsfeldern bis zu 1500 G durchgeführt.

Die Experimente werden demnächst auf Rohrlängen von 3 m ausgedehnt. Ausserdem werden noch konische Theta-Pinche zur Anregung der Stosswellen untersucht. Damit sollen Verunreinigungen aus dem Elektrodenmaterial, die mit den Plasmaschwaden durch das Rohr wandern, vermieden werden.

### III. Tubular-Pinch

#### III.1 Tubular-Pinch (W. Köppendörfer, H. Hemmerich, E. Glock)

Daten der Anlage:  $W = 20 \text{ kJ}$ ,  $U_0 = 32 \text{ kV}$ ,  $T = 8,5 \text{ } \mu\text{sec}$ ,

$I_{\text{max}} = 800 \text{ kA}$ . Entladegefäß: Hohlzylinder mit  $D = 20 \text{ cm}$ ,  $d = 10 \text{ cm}$ ,  
 $L = 50 \text{ cm}$ .

Vorentladung:  $W_V = 2,5 \text{ kJ}$ ,  $T_V = 15 \text{ } \mu\text{sec}$ ,  $I_{V \text{ max}} = 70 \text{ kA}$ , Zündung der  
Hauptentladung nach  $8 \text{ } \mu\text{sec}$ .

Anfangsdichte des Füllgases:  $2 \times 10^{15} \leq n_0 \leq 10^{16}$  Atome pro  $\text{cm}^3$ ,

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

#### 1. Stosswellen

Durch Messungen mit Magnetfeldsonden wurde die räumliche Magnetfeldverteilung zu verschiedenen Zeiten bestimmt, solange das Plasma stabil ist. Als Parameter wurden das Stabilisierungsfeld und die Anfangsdichte variiert. Die Kompression erfolgt durch zwei konzentrische Stosswellen. Aus dem Magnetfeldverlauf konnten die Stosswellengeschwindigkeiten bestimmt werden. Sie lagen je nach Grösse des Stabilisierungsfeldes zwischen  $2 \times 10^6$  und  $10^7 \text{ cm/sec}$ .

Aus der Ganghöhe der Feldlinien, die bei unendlicher Leitfähigkeit im mitbewegten Plasma invariant ist, konnte die Materiegeschwindigkeit über den Radius zu verschiedenen Zeiten bestimmt werden. Sie betrug maximal  $6 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ .

Die Abhängigkeit der Stosswellengeschwindigkeit vom Stabilisierungsfeld stimmt qualitativ mit den Vorstellungen überein, die man aus den auf die Magnetohydrodynamik erweiterten Hugoniot-Gleichungen gewinnt.

Die Struktur der Stossfront, wie sie der Verlauf des axialen Magnetfeldes wiedergibt, ist weder von der Anfangsdichte noch vom Stabilisierungsfeld eindeutig abhängig. Ihre Dicke beträgt durchweg  $0,5$  bis  $1 \text{ cm}$ . Das entspricht wenigen Larmorradien der Ionen, wenn man als mittlere thermische Energie der Ionen ihre halbe gerichtete Energie annimmt, wie bei einem starken Stoss zu erwarten ist.

Starke Stösse und hohe Kompressionsverhältnisse lassen sich nur bei niedrigen Stabilisierungsfeldern ( $B_{z0} \sim 200 \text{ } \Gamma$ ) und mit starker Vorionisierung erreichen. Da das komprimierende azimuthale Magnetfeld im Plasma durch Null geht, konnten je nach Grösse des Stabilisierungsfeldes Kompressionsverhältnisse zwischen  $0 \leq k \leq 1$  erreicht werden. Da die Auswertung der Messungen zum Teil unter der Annahme unendlicher Leitfähigkeit des Plasmas vorgenommen wurde, wurde diese Annahme geprüft.

## 2. Leitfähigkeit im Plasma während der Hauptentladung

Kurze Zeit nach Zündung der Hauptentladung ist die Leitfähigkeit im Plasma so hoch, dass keine nachweisbare Diffusion der Materie im Magnetfeld stattfindet. Die Auswertung ergab, dass zwischen Radien, bei denen die Ganghöhe der Feldlinien jeweils konstant ist, auch der axiale magnetische Fluss konstant bleibt. Das ist nur möglich, wenn keine Diffusion vorhanden ist, d.h. der Term  $\frac{\partial \sigma}{\partial t}$  im Ohmschen Gesetz gegen  $\rho + v \times B$  vernachlässigbar klein ist. Ausserdem ist die an den Elektroden gemessene Spannung innerhalb der Messgenauigkeit stets genauso gross wie die aus der magnetischen Flussänderung bestimmte induzierte Spannung.

Als untere Grenze für die Leitfähigkeit folgt daraus  $\sigma \approx 10^3 (\Omega \text{ cm})^{-1}$ . Das entspricht nach Spitzer einer Elektronentemperatur von  $T_e > 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$ .

## 3. Spektroskopische Bestimmung der Elektronendichte

Schmierspektren brachten keine Ergebnisse, da die Strahlung aus dem Deuteriumplasma keine auswertbare Schwärzung der photographischen Platte lieferte. Versuche mit Edelgaszusätzen wurden abgebrochen, da die Intensität der Strahlung erst ausreichte, wenn die Masse der Zusätze grösser als die des Deuteriums war und die Kompressionsvorgänge gegenüber denen in reinem Deuterium völlig verändert waren.

Da keine Aussicht bestand, die Lichtstärke des Schmierspektrographen ausreichend zu erhöhen, wurde dazu übergegangen, Ausschnitte aus dem sichtbaren Bereich des Spektrums mit Hilfe eines Monochromators und eines Multipliers zu untersuchen. Dabei wurde hauptsächlich die Vorentladung untersucht.

Nach einer im Bericht über den Theta-Pinch II näher beschriebenen Methode soll die Messung der Absolutintensität des Kontinuums und gleichzeitig der Halbwertsbreite der Linie  $D_\beta$  durchgeführt werden, woraus die Elektronendichte und bei thermischem Gleichgewicht die Elektronentemperatur bestimmt werden kann.

Zunächst wurde der zeitliche Verlauf der Gesamtintensität der  $D_\beta$ -Linie in Abhängigkeit von der Anfangsdichte und vom Stabilisierungsfeld gemessen. Die weiteren Untersuchungen wurden dann bei  $B_{z0} = 500 \text{ }^\circ$  und  $n_0 = 2,5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  durchgeführt, da die Reproduzierbarkeit der Messsignale unter diesen Anfangsbedingungen weitaus am besten war. Die Abb. 17a und 17b zeigen das Profil der  $D_\beta$ -Linie zu zwei verschiedenen Zeiten während der Vorentladung. Die Halbwerts-

breite der Linie ändert sich während der Vorentladung nicht. Die infolge der Starkverbreiterung erwartete charakteristische Einsattelung im Maximum der Linie fehlt. Wegen der radialen Beobachtungsrichtung überlagern sich jedoch verschieden verbreiterte Profile, da die Elektrodendichte über den Radius nicht homogen verteilt ist. Linien von Verunreinigungen sind während der Vorentladung nicht zu beobachten.

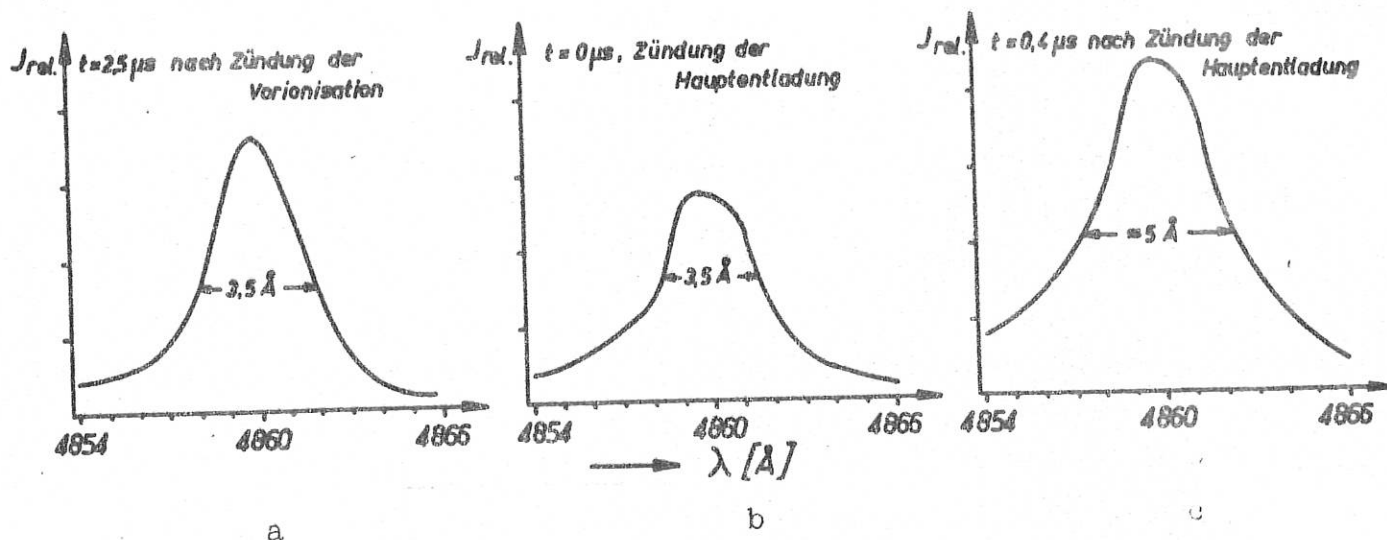


Abb. 17 a,b,c. Profile der  $D_\beta$ -Linie zu verschiedenen Zeiten.

Mit der Zündung der Hauptentladung steigt die Intensität der  $D_\beta$ -Linie noch etwa  $0,5 \mu\text{sec}$  an, um dann rasch abzufallen.

Das Profil der Linie wurde bisher nur in diesem Maximum der Gesamtintensität gemessen. Die Halbwertsbreite beträgt etwa  $4,5$  bis  $5 \text{\AA}$ , was einer Dichte von  $3,5 \times 10^{15}$  Ionen/ $\text{cm}^3$  entspräche. Da zu diesem Zeitpunkt bereits ganz erhebliche Abweichungen von einer homogenen Dichteverteilung vorliegen, hat diese Deutung keinen Sinn mehr. Bei  $\lambda = 5000 \pm 20 \text{\AA}$  wurde versucht, die Intensität des Kontinuums zu messen. Da das Messsignal proportional der Breite des Austrittspaltes innerhalb eines Bereichs von  $40 \text{\AA}$  ist, kann angenommen werden, dass in diesem Bereich keine Linien vorhanden sind.

Die Hauptentladung ist bis mindestens  $2 \mu\text{sec}$  nach ihrer Zündung frei von Verunreinigungslinien.

## IV. Z-Pinch

### IV.1 Harte Röntgenstrahlung am Z-Pinch (J. Sommer)

Daten der Anlage: Hauptbatterie:  $W = 80 \text{ kJ}$ ,  $U_0 = 40 \text{ kV}$ ,  
 $T = 20 \text{ } \mu\text{sec}$ ,  $I_{\text{max}} = 1,2 \times 10^6 \text{ A}$ .

Entladungsgefäß:  $l = 50 \text{ cm}$ ,  $d = 20 \text{ cm } \emptyset$ .

Vorionisationsbatterie:  $W = 4 \text{ kJ}$ ,  $U_0 = 40 \text{ kV}$ .

Gasfüllung:  $\text{H}_2$ , Druckbereich:  $0,05$  bis  $0,1 \text{ Torr}$ .

Über der oberen Elektrode einer linearen Z-Pinch-Anordnung wurden vier Plastik-Szintillatoren angebracht, die mit verschiedenen Absorptionsfolien bedeckt waren. Damit konnte der zeitliche Verlauf der Intensität und Härte der Röntgenstrahlung bestimmt werden, die während der Entladung auftrat. Es wurde die Abhängigkeit dieser Strahlung von der Stärke und Homogenität eines überlagerten  $B_z$ -Feldes untersucht.

Durch die Anordnung der vier Szintillationszähler über der oberen Elektrode wurde es möglich, auf den Beobachtungsschlitz in der  $B_z$ -Spule zu verzichten und durch Einfügen weiterer Spulen die Homogenität des  $B_z$ -Feldes wesentlich zu verbessern. Wie eingehende Messungen der Röntgenstrahlung im Druckbereich von  $0,05$  bis  $0,1 \text{ Torr}$ ,  $\text{H}_2$ , und bei äusseren  $B_z$ -Feldern bis zu  $6000 \text{ Gauss}$  ergaben, traten bei dieser Anordnung die in früheren Arbeiten (Prof. Fünfer u.a. Zeitschrift für Naturforschung 14 a, 4 (1959) und 15 a, 7 (1960)) beschriebenen Röntgenimpulse von  $200$  bis  $350 \text{ keV}$  unmittelbar vor der ersten Kompression des Plasmas nicht auf. Wie ein entsprechender Versuch bestätigte, handelt es sich bei diesem Röntgenimpuls um einen reinen Betatron-Effekt, der allein infolge der - durch den Beobachtungsschlitz in der  $B_z$ -Spule der früher benutzten Spulenanordnung hervorgerufenen - Inhomogenität des  $B_z$ -Feldes verursacht wird. Eine solche, einer Helmholtz-Gaugain-Spule entsprechende Anordnung besitzt zwar in der Spulenachse ein homogenes Magnetfeld, jedoch nimmt das Magnetfeld in radialer Richtung nach aussen ab, was wie beim Betatron richtungsfokussierend wirkt. Erst dieser Sachverhalt macht es schon eher verständlich, dass es einen bzw. mehrere Schwärme von run-away-Elektronen gibt, deren einzelne Elektronen auf - ihren anfänglichen Startbedingungen entsprechenden - unterschiedlichen Radien mit verschiedener Geschwindigkeit grössenordnungsmässig hundert Umläufe in annähernd der gleichen Z-Ebene machen können bevor sie auf die Gefässwandung treffen. Gegenwärtig wird versucht, diese Vorstellungen auch theoretisch zu untermauern, insbesondere dahingehend, dass die



für diesen Prozess verantwortlichen run-away-Elektronen nicht wie früher angenommen die ganze Länge des Gefäßes durchlaufen, sondern ihre Beschleunigung im wesentlichen in der Symmetrieebene der  $B_z$ -Feld-Inhomogenität erfahren. Experimentell liesse sich lediglich aus der Intensitätsstreuung der mit den vier Szintillationszählern bei gleichen Absorbern gemessenen Röntgenimpulse etwas mehr über den Entstehungsort dieser Röntgenstrahlung sagen, was jedoch eigene Messreihen erfordern würde. Aus Absorptionsmessungen ergibt sich für diese Röntgenstrahlung eine breite Energieverteilung bis zu einigen 100 keV. In der gegenwärtigen Anordnung mit homogenem  $B_z$ -Feld und Vorionisation tritt Röntgenstrahlung im wesentlichen nur bei der letzten Kompression in Zusammenhang mit einer  $m = 1$ -Instabilität auf. Da hier die für den reinen Betatron-Effekt wesentliche Richtungsfokussierung durch einen radialen  $B_z$ -Feld-Gradienten fehlt, können die run-away-Elektronen nicht mehr so hohe Energien erreichen bevor sie auf die Gefäßwand treffen. Absorptionsmessungen ergaben für die Röntgenstrahlung, die ebenfalls eine breite Energieverteilung besitzt, Energien bis zu 150 keV. Aus der Intensitätsstreuung der mit den vier Szintillationszählern gemessenen Röntgenimpulse darf geschlossen werden, dass der Entstehungsort dieser Röntgenstrahlung ebenfalls an der Gefäßwand liegt.

#### IV.2 Mikrowellenuntersuchungen am Z-Pinch (H.Hermansdorfer, F. Schlude)

Daten der Anlage: Batterie:  $W = 12,5 \text{ kJ}$ ,  $U_0 = 18 \text{ kV}$ ,  $T = 11 \text{ } \mu\text{sec}$ ,  
 $I_{\text{max}} = 700 \text{ kA}$ ,  
 Entladungsgefäß:  $l = 50 \text{ cm}$ ,  $d = 20 \text{ cm } \emptyset$ ,  
 Druckbereich:  $10^{-1} - 10^{-3} \text{ mmHg, D}_2$ .

Die Anlage wurde zur Mikrowellendiagnostik an linearen Pinch-Entladungen neu aufgebaut. Mit den verfügbaren Wellenlängen von 20 mm, 8 mm und 4 mm sind Elektronendichten von maximal  $6 \times 10^{13} / \text{cm}^3$  erfassbar.

Frühere Messungen haben ergeben, dass radial von aussen die Bewegung der Plasmaoberfläche nicht verfolgt werden konnte, weil die Elektrodendichte an der Gefäßwand oder zwischen Plasma und Gefäßwand während der interessierenden Phase der Entladung über der kritischen Elektronendichte lag. Aus diesem Grunde wurde versucht, die Anfangs-

bedingungen im Hinblick auf eine Verringerung der Elektronendichte ausserhalb des Plasmas zu verbessern.

Dazu sind folgende Vorkehrungen getroffen worden:

1. Das Gefäss ist bis  $380^{\circ}$  C ausheizbar. (Ein Vakuum von  $10^{-8}$  mm Hg wurde mehrfach erreicht.) Dadurch kann die Gasnachlieferung von der Wand her bei der Entladung herabgesetzt werden.

2. Eine in der oberen Elektrode isoliert angebrachte Nadel wird als Zündhilfe verwendet. Dadurch lässt sich der verwendbare Druckbereich bis  $10^{-3}$  mm Hg erstrecken.

2. Zwei Kondensatoren von je  $7,7 \mu\text{F}$ , (wie sie auch für die Hauptbatterie verwendet werden) stehen zur Vorionisation zur Verfügung. Durch Zwischenschalten von Spulen wird die Frequenz der Vorentladung variiert. Die durch Vorionisation verbesserten Leitfähigkeitsverhältnisse lassen eine bessere Kompression erwarten.

Reflexionsmessungen haben bisher ergeben, dass sowohl bei sehr reinen Verhältnissen (Vakuum von einigen  $10^{-8}$  Torr) wie mit Vorionisierung sich die Verhältnisse gegenüber den ersten Messungen nicht geändert haben. Allerdings verliefen die Entladungen mit Vorionisierung insofern unbefriedigend, als der Stromanstieg durch starke Streuung der Ignitrons sehr schlecht war. Deshalb wird die Anlage im Augenblick auf Funkenstrecken umgestellt.

Im Bereich des 8 mm Bandes (26,5 - 45 GHz) wurde eine bisher unerklärliche Emission des Plasmas gefunden (ohne Vorionisierung). Sie zeigt sich hauptsächlich bei der anfänglichen Ionisation des Entladungsgases und bei den maximalen Kompressionen. Besonders stark ist sie am Anfang. Hier beginnt der Impuls schon bevor die mittlere Elektronendichte im Gefäss  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  erreicht hat und endet bei etwa  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . (Die mittlere Elektronendichte wurde durch 4 mm Transmission über den Durchmesser bestimmt.) Beobachtungen mit Polarisation parallel und senkrecht zur Gefässachse zeigten keine merklichen Unterschiede.

In Kürze sollen Untersuchungen wieder aufgenommen werden, bei denen die Wellen innen am Plasmazylinder radial reflektiert werden. Dabei werden sowohl radial eingeführte Hornantennen wie auch axial eingeführte Schlitzantennen verwendet. Es hatte sich gezeigt, dass ohne Vorionisierung der Ionisierungsgrad im Innenraum vor der Kompression unter einem Prozent bleibt.

Im Rahmen einer Diplomarbeit [10] wurden Kristalldioden für 4 mm und 2 mm gebaut und untersucht. Die in der einschlägigen Literatur angegebenen Eigenschaften solcher Dioden als Detektoren und Vielfacher wurden erreicht. Diese Dioden wurden bei uns bisher nicht praktisch verwendet. Die gesammelten Erfahrungen wären besonders für die Verwendung der Dioden als schnelle Leistungsmodulatoren und bei Vorhandensein von Generatoren für 1 mm beim Bau von Detektoren interessant.

#### IV.3 Wachstumsraten magnetohydrodynamischer Instabilitäten beim Z-Pinch (E. Hinterberger, W. Köppendörfer)

Daten der Anlage: Batterie:  $W = 15 \text{ kJ}$ ,  $U_0 = 32 \text{ kV}$ ,  $T = 12 \text{ } \mu\text{sec}$ ,

$I_{\text{max}} = 300 \text{ kA}$ .

Entladungsgefäß:  $l = 50 \text{ cm}$ ,  $d = 20 \text{ cm } \emptyset$ .

An dieser Anlage wurde die Bewegung des Plasmas, insbesondere Instabilitäten, zunächst mit Hilfe einer Kerrzellenkamera und dann mit einer Framing-Kamera untersucht. Die Framing-Kamera gestattet von einer einzigen Entladung 118 Momentaufnahmen mit einer Bildfolge von  $1,5 \times 10^{-7} \text{ sec}$ . Der Rückleiter um das Entladegefäß und eine Elektrode bestand aus einem Drahtnetz, um sowohl axial wie radial beobachten zu können.

Die mit der Framing-Kamera gewonnene Bilderserie kann wiederum auf einen 16 mm oder 8 mm Schmalfilm aufgenommen werden, um die Plasmabewegung in Zeitlupe zu beobachten. Z.Zt. sind bereits drei Filme hergestellt: eine Stossentladung ohne Stabilisierungsfeld, eine mit  $B_z = 500 \text{ Gauss}$  und eine weitere mit  $1400 \text{ Gauss}$ .

Der Fülldruck  $p$  ( $D_2$ ) wurde variiert in einem Bereich von  $0,28 \text{ Torr}$  bis hinunter zu  $0,03 \text{ Torr}$ . Aufnahmen von Entladungen bei geringerem Druck waren wegen der zu geringen Lichtintensität nicht mehr möglich. Es wurden 5 verschiedene Drucke, die in den eben genannten Bereich fallen, als Parameter gewählt und das Stabilisierungsfeld jeweils von 0 bis  $3000 \text{ Gauss}$  gesteigert.

Zunächst lässt sich aus den Aufnahmen von Entladungen ohne  $B_z$ -Feld feststellen, dass  $m = 0$  Instabilitäten zu Beginn der 1. Plasmakontraktion mit einer Geschwindigkeit von zunächst einigen  $10^5 \text{ cm/sec}$ , nach der 1. Kompression aber mit ca. 5-fach höherer Geschwindigkeit

anwachsen. Aufnahmen bei einem  $B_z$ -Feld von 300 Gauss ( $p = 0,18$  Torr) zeigten gleichzeitig  $m = 0$  und  $m = 1$  Instabilitäten. Die  $m = 0$  Instabilität tritt im Gegensatz zum Pinch mit  $B_z = 0$  erst nach der 1. Plasmakompression auf, ihre Wachstumsrate wird nach  $1,5 \mu\text{sec}$  stark gedämpft und verschwindet. Ebenfalls mit Beginn der  $m = 0$  Instabilität tritt eine  $m = 1$  Instabilität mit einer Wellenlänge von 13 cm auf. Zwischen Beginn der Plasmakontraktion und dem Zeitpunkt, an dem das Plasma an die Gefäßwand anschlägt, verstreichen etwa  $3,5 \mu\text{sec}$ . Abb. 18 zeigt als Beispiel das Anwachsen einer  $m = 1$  Instabilität bei einem Stabilisierungsfeld von  $500 \text{ G}$ .

Auf den Bildern lässt sich sehr gut beobachten, dass die Gefäßwand gerade an den Stellen sehr intensives Licht ausstrahlt, an denen sie mit der Plasmaspirale in Berührung kommt, was darauf hinweist, dass die Plasmaspirale aus energiereichen Teilchen aufgebaut ist. Dies dürfte ein Argument dafür sein, dass die leuchtende Säule auch tatsächlich das "Plasma" darstellt.

Eine genauere und vor allem allgemeine Übersicht über die Messergebnisse lässt sich zur Zeit noch nicht angeben, da das vorliegende Material weiter ausgewertet werden muss.

V.1 Anwendung des Lasers in der Plasmaphysik (B. Kronast,  
H.J. Kunze, W. Sassin, G. Weiser)

1. Streumessungen

Nach einem Studium der theoretischen Grundlagen des Lasers und seiner Eigenschaften wurden seine Anwendungsmöglichkeiten in der Plasmaphysik untersucht. Dabei bot sich neben der Möglichkeit der Messung der Faraday-Drehungen insbesondere die Möglichkeit einer lokalen Dichtemessung im Plasma an. Der experimentellen Entwicklung dieser Methode dienten die weiteren Arbeiten.

Theoretische Abschätzungen zeigen, dass bei den hohen Strahlungsstärken, wie sie mit dem Rubinlaser zur Verfügung stehen, die Messung des am Plasma gestreuten Lichts möglich geworden ist. Da man zudem das Laserlicht bequem auf kleine Bereiche im Plasma fokussieren kann, besteht gegenüber den bisher benutzten Diagnostikmethoden die Möglichkeit, die Information aus einem genau festgelegten, kleinen Volumenelement zu erhalten. Die Interpretation ist allerdings im allgemeinen nicht mehr so einfach wie bei der reinen Thomson-Streuung. Die durch die Elektronendichte-Fluktuationen hervorgerufene Streuung wird nämlich durch die Fourier-Transformierte der Elektronendichtekorrelationsfunktion bestimmt. Überlegungen dazu werden in Zusammenarbeit mit der theoretischen Abteilung durchgeführt.

Um für die Untersuchungen ein Plasma zur Verfügung zu haben, wurde mit einer Kondensatorbatterie von 6,25 kJ bei 18 kV ein kleiner Theta-Pinch aufgebaut, bei dem auch eine Vorionisierung durch Kabelschwingungen möglich ist.

Eine Schwierigkeit bei den geplanten Messungen besteht darin, dass neben dem Streulicht auch Plasmalicht von mindestens derselben Intensität auftritt. Zu dessen Elimination wurde daher eine Differenzmethode ausprobiert, bei der von der Tatsache Gebrauch gemacht wird, dass bei einem Streuwinkel von  $90^\circ$  das Streulicht linear polarisiert ist.

Weiterhin ist zu beachten, dass das Streulicht und das eingestrahlte Licht in einem Intensitätsverhältnis von etwa  $1 : 10^{12}$  stehen. Es besteht daher die grosse Gefahr, dass an den Eintrittsfenstern gestreutes, primäres Laserlicht nach mehrfachen Reflexionen irgendwie in den Messtrahlengang kommt und dort als Störlicht jede Streulichtmessung am Plasma unmöglich macht. Zur Reduzierung dieser

Störquelle sind eine Reihe von Massnahmen getroffen worden (dünne Linsen und Fenster fern vom Eintrittsspalt, Lichtschleusen, Strahlengang z.T. im Vakuum u.ä.).

Der Versuchsaufbau ist so dimensioniert, dass bei genügender Intensität auch die spektrale Intensitätsverteilung des Streulichts gemessen werden kann, aus welcher für das vorliegende Plasma (ca.  $10^6$  °K,  $10^{16} - 10^{17}$  El /cm<sup>3</sup>) Rückschlüsse auf die Elektronentemperatur gezogen werden können.

## 2. Modulation der Laserstrahlung

Zur elektronischen Abtrennung des zu messenden Laserstreulichts von einem grossen Gleichlichtuntergrund, wie etwa dem Plasmalicht, ist eine Modulation des primären Laserstrahls vorteilhaft, welche über die natürliche Struktur infolge der statistisch aufeinanderfolgenden Strahlungspeaks hinausgeht.

### Äussere Modulation

Als einfache und gut geeignete Methode ergab sich die Möglichkeit, mit Hilfe des longitudinalen Kerreffekts in ADP- bzw. KDP-Kristallen den aus dem Laser austretenden Strahl zu modulieren. Eine obere Grenze für die Modulationsfrequenz ist durch die zeitliche Auflösung von Multipliern gegeben, welche etwa bei 100 MHz liegt. Dementsprechend wurde ein zwischen 10 und 100 MHz variierbarer Sender gebaut, welcher so hochgetastet werden kann, dass während der Messzeit an dem als Schwingkreis Kapazität mitwirkendem ADP-Kristall ca. 4 kV HF-Spannung liegen. Die Funktionsfähigkeit der Anordnung wurde erprobt. Im Augenblick laufen Versuche, durch Einschaltung eines  $\lambda/4$ -Plättchens die für 100%ige Modulation am ADP-Kristall nötige HF-Spannung um den Faktor 2 zu reduzieren.

Bei der äusseren Modulation geht die Lichtenergie während der Sperrphase verloren. Dies soll durch Übergang auf die sog. innere Modulation behoben werden.

### Innere Modulation

Dabei wird der doppelbrechende ADP- bzw. KDP-Kristall zwischen den beiden Spiegeln des Lasers angebracht und beeinflusst im Takte der Hochfrequenzspannung die Resonanzfähigkeit des Lasersystems. Während der Sperrphase geht keine Lichtenergie verloren, sondern wird für die Öffnungsphase gespeichert. Neben diesem Vorteil kommt

bei innerer Modulation noch die Möglichkeit hinzu, die Laserstrahlung zu einem vorbestimmten Zeitpunkt auszulösen und durch Überpumpen einzelne Riesenpeaks mit Strahlungsleistungen bis zu ca. 10 MW zu erzeugen. Arbeiten hierzu sind im Gange.

### 3. Pumplichtquelle

Zum Hochleistungsbetrieb eines Lasers ist eine Lichtquelle möglichst hoher Pumplichtintensität erforderlich. Die üblichen, zylindrischen Blitzlampen reichen hierzu nicht mehr aus. Auch die sonst für Hochleistungssysteme verwendeten Spirallampen kommen wegen ihrer hohen Selbstinduktion nicht mehr in Betracht. Die Pumplichtquelle soll nämlich nur während einiger 10  $\mu$ sec. Licht liefern, dafür aber höhere Lichtleistung während dieser kurzen Zeit. Es wurde deshalb ein hohlzylindrisches Entladungsgefäß gebaut, in dessen Achse der Laserkristall liegt und dessen zylindrischer Stromrückleiter zugleich als Reflektor dient.

An diesem Lampentyp wurden Untersuchungen über die Gesamlichtausbeute und die Strahlungsleistung in den interessierenden Pumpwellenlängenbereichen in Abhängigkeit von Querschnitt, Gasdruck und den elektrischen Grössen des Entladekreises durchgeführt. Sie sind aber wegen der grossen Zahl der Parameter noch nicht abgeschlossen.

Ein zusätzlicher Lichtgewinn sollte sich durch Fluoreszenzstoffe erreichen lassen, welche der Kühlflüssigkeit zugesetzt werden. Versuche in dieser Richtung laufen bereits.

Zum Vergleich und zur Prüfung der verwendeten Laserstäbe wurde eine der üblichen Pumpenanordnungen angefertigt, bei welcher der Laserkristall wie die Blitzlampe in den Brennlinsen eines zylindrischen, elliptischen Reflektors liegen.

## V.2 Elektrische Sonden in schnellen, stromstarken Stossentladungen (G. Hofmann)

Das Arbeitsziel war die Entwicklung elektrischer Sonden zur Bestimmung von Plasmadaten in Stossentladungen. Es ergab sich, dass die Aufnahme von vollständigen Sondencharakteristiken in Plasmen grosser Dichte ( $> 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) und hoher Temperaturen ( $> 70\,000^\circ\text{K}$ ) wegen der zu hohen erforderlichen Sondenspannungen nicht mehr möglich ist. Nun konnte gezeigt werden, dass bei einer ebenen, flächengleichen "schwimmenden" Doppelsonde der Sondenstrom proportional  $\frac{n_i}{T_e}$  ist ( $n_i$  = Ionendichte,  $T_e$  = Elektronentemperatur), wenn die (konstante) Sondenspannung genügend klein gewählt wird. Wegen der schwachen Abhängigkeit dieses Quotienten von  $T_e$  kann der Sondenstrom gut zur Ionendichtebestimmung in Stossentladungen benützt werden.

Treten gerichtete Ionenströme senkrecht zur Oberfläche der Sonden-  
elektroden auf, kann aus Messungen bei zwei entgegengesetzten Orientierungen der Sonde Grösse und Richtung der Ionendrift ermittelt werden. Voraussetzung ist allerdings, dass die Driftgeschwindigkeit vergleichbar mit der mittleren thermischen Geschwindigkeit der Ionen ist, d.h. es sollen keine Stosswellen auftreten.

Eine Ionendrift parallel zur Elektrodenfläche hat keinen Einfluss auf die Messung, da die Elektroden konzentrisch angeordnet sind.

Am besten hat sich ein koaxialer Aufbau der Doppelsonde und des Messkreises bewährt. Störfelder werden dadurch ausreichend abgeschirmt. Ausserdem wird eine hohe Zeitauflösung des Sondenkreises möglich, wenn die Sondenfläche so gross gewählt wird, dass der äquivalente Plasmawiderstand  $R_o \sim \frac{\sqrt{T_e} A}{n_i \cdot F}$  ( $A$  = Atomgewicht der Ionen,  $F$  = Elektrodenfläche) dem Wellenwiderstand von Sonde und Messkreis nahekommt. Auf diese Weise wurde eine Zeitauflösung von  $10^{-7}$  sec erreicht.

Eine weitere Anwendungsmöglichkeit elektrischer Sonden ist die Messung der elektrischen Feldstärke im Plasma an Stellen, wo die Materiegeschwindigkeit vernachlässigbar klein ist. Dies wurde mit einer Gabelsonde nach einem Gegenspannungsverfahren gezeigt.

In einer linearen Stossentladung (in Wasserstoff) wurde obige Sonden-  
dentechnik angewandt, wobei Ionendichten bis  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  und gerichtete Geschwindigkeiten von einigen  $10^5 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$  beobachtet wurden.

Die elektrischen Sondenmessungen wurden ausserdem mit der gleichzeitig aufgenommenen Elektrodenspannung, der zeitlichen Änderung des Ent-



ladungsstroms und dem örtlichen azimuthalen Magnetfeld verglichen.

Eine Zusammenfassung dieser Arbeiten erscheint in Kürze in der Zeitschrift für Naturforschung [11]. Eine ausführlichere Darstellung enthält ein Laborbericht [4].

### V.3 Druckmessungen im Plasma mit Piezosonden (K. Büchl, W. Köppendörfer)

Die Entwicklung von Sonden, bei denen die empfindliche Piezokeramik an der Stirnfläche sitzt, wurde vorläufig aufgegeben. Sie gaben den Druckverlauf von zylindrischen Stosswellen, die zum Test benutzt wurden, nicht richtig wieder. Die neuen Sonden haben einen druckleitenden Quarzstab vor der Piezokeramik von 25 - 30 cm Länge. Die Form der Druckimpulse wird befriedigend wiedergegeben. Das zeitliche Auflösungsvermögen wird durch die Dispersion im Quarzstab beschränkt. Man kann dieses charakterisieren durch die Anstiegszeit des elektrischen Impulses, wenn man einen idealen Drucksprung auf die Sonde gibt. Diese Anstiegszeit wird kürzer, wenn man zu dünneren Quarzstäben übergeht. Es wurden bisher 2 mm und 3 mm Durchmesser benützt. Dagegen ist die Anstiegszeit nicht, wie man erwarten würde, direkt proportional zur Stablänge, sondern wesentlich schwächer abhängig. Die bisher beste Anstiegszeit liegt bei 0,8  $\mu$ sec und kann bei dem bisherigen Sondentyp kaum verbessert werden. Statt Bariumtitanat wird PZT-Keramik verwendet. Man gewinnt dadurch einen Faktor 2 in der Empfindlichkeit.

Zur Eichung der Sonden wurde ein hydrodynamisches Stossrohr mit folgenden Daten gebaut: Länge der Kompressionskammer: 40 cm, Länge der Expansionskammer: 180 cm, Innendurchmesser: 5 cm, Druckbereiche: Kompressionskammer: 1 at - 10 at, Expansionskammer: 10 Torr - 760 Torr. Die Kupfermembranen, die ohne Hilfsmittel nur durch den Überdruck zum Platzen gebracht wurden, wurden nach dem jeweiligen Druckbereich ausgewählt. Die Eichung der Sonden erfolgt über die Rankine-Hugoniot-Beziehungen, aus denen sich der Drucksprung der ebenen hydrodynamischen Stosswelle als Funktion der Machzahl ergibt.

Es wurde bisher bei Machzahlen zwischen 1 und 2 gearbeitet. Die Stosswellengeschwindigkeit wird mit einer piezoelektrischen Stufensonde gemessen. Diese besteht im wesentlichen aus zwei piezokeramischen Scheiben, die in einer bekannten Entfernung hintereinander stehen

und bei Ankunft des Drucksprunges elektrische Signale abgeben. Die Sondenempfindlichkeit ergab sich aus der Eichung zu  $0,5 \text{ mV/Torr}$  bei einem Fehler von  $\pm 10 \%$ .

Mit dieser Sonde wurde an einem langsamen Z-Pinch ( $7,7 \mu\text{F}$ ,  $18 \text{ kV}$ ,  $40 \text{ kHz}$ , nähere Beschreibung siehe II.12) der Gesamtimpuls der Teilchen im Plasma in radialer Richtung als Funktion der Zeit gemessen. Die Entfernung von der Achse des Gefäßes wurde von Entladung zu Entladung geändert. Der maximale Wert des Gesamtimpulses der auftreffenden Teilchen im Zentrum des Pinches wurde zu  $170 \text{ Torr}$  bestimmt, wobei thermischer Druck und gerichtete Bewegung prinzipiell nicht getrennt werden können. Auf eine gerichtete Bewegung kann aus den Druckprofilen zu den verschiedenen Zeitpunkten geschlossen werden. (Abb. 19)

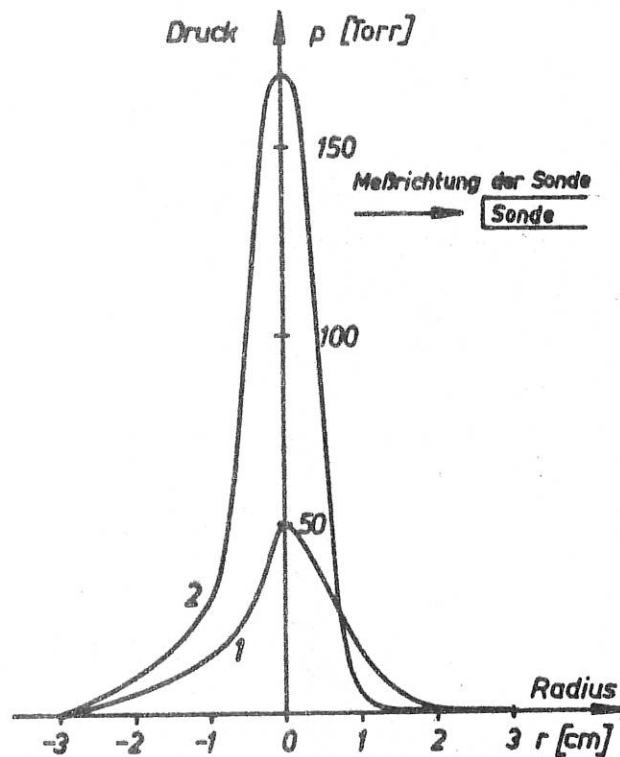


Abb. 19 Druckprofile:  $1 \mu\text{sec}$  vor (1) und bei der maximalen Kompression des Plasmas (2).

Infolge des grossen Fehlers bei der zeitlichen Zuordnung der Druckmessung zu anderen Sondenmessungen (Langmuir- und Magnetfeldsonden), der auf der ungenauen Kenntnis der Laufzeit der Druckimpulse im Quarzstab beruht, konnte bisher kein Vergleich mit anderen Messungen durchgeführt werden. Es soll versucht werden, diese Zuordnung in der

nächsten Zeit möglichst genau zu machen. Weiterhin sollen kürzere Eigenanstiegszeiten der Sonden erreicht werden, indem der Quarzstab sehr stark gekürzt wird. Dadurch ergeben sich Abschirmungsprobleme, die noch zu lösen sind.

#### V.4. Verbesserung spektroskopischer Methoden (E. Glock, F. Chiappetti)

Da bei heissen Plasmen nur ein kleiner Teil der abgestrahlten Leistung im Sichtbaren liegt, und wegen der geforderten hohen Zeitauflösung die für den einzelnen Messwert zur Verfügung stehende Energie klein ist, wird häufig die Möglichkeit von Aussagen durch das Rauschverhältnis bzw. die ungenügende Plattenschwärzung begrenzt. Für zwei Diagnostikmethoden wird eine Verbesserung um Grössenordnungen versucht.

##### 1. Schmierspektren

Da sich in den letzten Jahren auf anderen Gebieten der Spektroskopie ein einfacher Typ lichtstarker Gitterspektrographen bewährt hat, wurde ein Schmierspektrograph mit Drehspiegel entworfen mit ca. 8 cm Spektrenlänge und einer Kamera 1 : 1,5. Der jetzt konstruktionsreife Plan gestattet die Verwendung von Gittern mit beliebigem Blaze-Winkel bei variablem Einfallswinkel und Austrittswinkel. Auf Verwendbarkeit handelsüblicher Optik wurde Wert gelegt.

##### 2. Vermessung von Linienprofilen mit Glasfaseroptik

Technologisch bestand das Problem darin, die Glasfibern eines Bündels (200 - 2000 Fibern mit je  $50 \mu \emptyset$ ) als einen Fächer in einer einzigen Lage so in Kunststoff einzubetten, dass sie an den Stirnflächen optisch poliert werden konnten, um als freitragendes Bündel einzeln oder zu mehreren in der Bildebene eines Spektrographen als Austrittsspalte zu dienen. Die Abweichungen von einer ideal geradlinigen Anordnung konnten auf einige  $\mu$  reduziert werden. Die sehr kritische Justierung in 3 Freiheitsgraden wurde durch eine Kombination handelsüblicher Mikroskopteile erreicht. Die Absorption in einem 25 cm langen Bündel ist  $< 5\%$  für weisses Licht.

Am Messkreis wurde versucht, Oszillographen dadurch einzusparen, dass die einzelnen Signale in Kabeln verzögert und nacheinander auf

einen Oszillographen gegeben wurden. Da die Verzerrungen zu gross waren, wurden die Versuche eingestellt. Eine Weiterentwicklung erfolgt durch die Ingenieurabteilung.

Da die Genauigkeit der Profilmessungen ein Intensitätsproblem ist, wird die Anpassung der Optik an die spezielle Messung und die Bestimmung der Leistungsgrenzen zur Hauptaufgabe. Man verliert nämlich einerseits an Information, wenn man mit wenigen breiten Spalten ein Profil abtastet, weil dann die Integrationsbereiche zu gross sind, andererseits aber auch, wenn man mit vielen feinen Spalten abtastet, weil das Rauschverhältnis zu klein wird. Das dazwischen liegende optimale Verhältnis zwischen Breite der Spalte und Linienbreite wird z.Zt. maschinell berechnet.

Die Prüfung der Ergebnisse erfolgt an einer reproduzierbaren variablen Phantomlinie. Da nämlich die Rechnungen nur unter vereinfachenden Annahmen durchführbar sind und die Verbreiterung wirklicher Spektrallinien nicht leicht zu reproduzieren ist, soll für schwierigere Fälle, z.B. Selbstumkehr, am Phantom empirisch das Optimum bestimmt werden.

#### V.5 Zeitaufgelöste Beobachtung von Linienprofilen mit Hilfe des Bildwandlers (W. Nässl)

Das auf der Rückseite einer halbdurchlässigen Photokathode entstehende Elektronenbild eines optischen Linienprofils wird elektronenoptisch auf einen im Vergleich zur Profilbreite schmalen Spalt abgebildet. (Abb.20). Ein Sekundäremissionsvervielfacher verstärkt den durch den Spalt tretenden Photostrom. Die Abtastung des Profils geschieht durch magnetische Ablenkung des Elektronenbildes über den Spalt. Daher muss die Ablenkdauer kleiner sein als die Zeit, in der sich das Linienprofil wesentlich ändert. Mit periodischer Ablenkung erhält man bei oszillographischer Registrierung des Multiplierstromes eine Folge von Momentbildern des betrachteten Profils..

Die nunmehr beendeten Vorversuche sollten Aufschluss bringen über ein günstiges elektronenoptisches Abbildungssystem und über die hinsichtlich der Elektronik noch sinnvolle obere Grenze der Ablenkfrequenz.

Am einfachsten wäre eine Abbildung im homogenen magnetischen Längsfeld gewesen. Diese Möglichkeit war jedoch ausgeschlossen, weil am

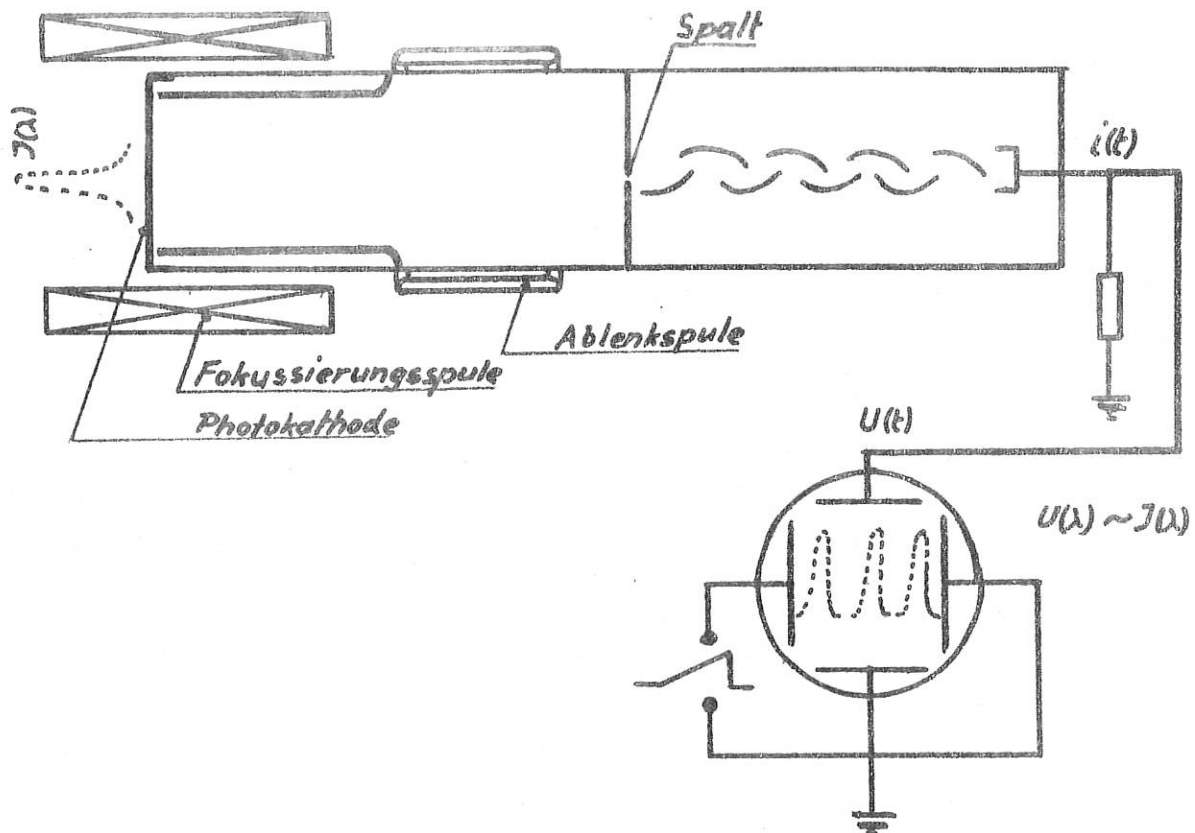


Abb.20 Prinzip der Methode

Ort des Spaltes, also in nächster Nähe des Dynodensystems, das Fokussierungsfeld die Funktion des Multipliers empfindlich gestört hätte. Daher fiel die Entscheidung zu Gunsten eines Systems, wie es in der Fernsehtechnik beim Bildikonoskop verwendet wurde. Der Versuchsaufbau war derart, dass der Bildwandlerteil allein mit Hilfe eines angekitteten Leuchtschirmes untersucht werden konnte. Als Abbildungsobjekt dienten Röhrchenkathoden hinter feinen Öffnungen in einer Cu-Folie, welche die Kathodenebene darstellte. Nachdem die Elektronenoptik den Versuchsbedingungen entsprechend zufriedenstellend ausfiel, wurde mittels einer um das Gefäß gelegten Rahmenspule von wenigen Windungen erst stationär, dann bei Netzfrequenz die Ablenkung des Elektronenbildes untersucht.

Versuche mit hochfrequenter Ablenkung waren bei einer Frequenz von 10 MHz erfolglos wegen der im Versuchsaufbau zu grossen Kapazität und der geringen Verstärkung des verfügbaren unformierten Multipliers.

Bei einer Frequenz von 3 MHz konnten die erwarteten Intensitätsprofile der genannten Testobjekte beobachtet werden.

Die Ergebnisse lassen erwarten, dass bei Verwendung eines gut formierten Dynodensystems eine obere Ablenkfrequenz von 10 MHz erreicht werden kann, d.h. alle 10  $\mu$ sec ein Linienprofil mit einer Belichtungszeit von etwa 10 % der Ablenkperiode, das sind  $10^{-8}$  sec.

Im Anschluss an diese Vorversuche wurden die Vorbereitungen zur Herstellung von Cäsium- Antimon-Photokathoden getroffen.

#### V.6 Magnetfeldmessungen mit Zeeman-Effekt (K. Hübner)

Der normale Zeeman-Effekt soll ähnlich wie in den Sonnenmagnetographen zur Messung des Magnetfeldes im Plasma verwendet werden.

Eine entsprechende Anordnung wurde aufgebaut und an einer Lichtquelle, die sich in ein Magnetfeld bringen lässt, erprobt. Dazu stand ein Spektrograph mit einer Dispersion von 4  $\text{\AA}/\text{mm}$  oder 8  $\text{\AA}/\text{mm}$  und einem Öffnungsverhältnis von 1 : 24 zur Verfügung. Für die Versuche wurde die He I-Linie bei 5015,68  $\text{\AA}$  gewählt, die einen normalen Zeeman-Effekt zeigt. Zur Erzeugung eines Magnetfeldes wurde eine kleine Kondensatorbatterie (900  $\mu$ F, 1 kV) aufgebaut, die mit einer Spule von 4 Windungen ein Magnetfeld von maximal 6 kGauss mit einer Frequenz von 9 kHz liefert. Als Lichtquelle wurde eine Heliumentladung durch eine Kapillare verwendet, die aus einem Kondensator von 1  $\mu$ F (Ladespannung bis zu 20 kV) gespeist wurde. Für die Messung wurde das axial aus der Kapillare austretende Licht verwendet, wobei die Kapillare in Richtung der Magnetfeldlinien lag.

Zur Magnetfeldmessung wurde mittels eines  $\lambda/4$ -Plättchens und einer Polarisationsfolie eine Komponente des longitudinalen Zeeman-Effekts unterdrückt. Aus Glasfibern mit einem Durchmesser von 50  $\mu$  wurde ein Doppelspalt angefertigt, der in der Brennebene des Spektrographen justierbar montiert wurde, nachdem festgestellt worden war, dass die Spektrallinien bei einer Höhe von 18 mm sicher weniger als 10  $\mu$  gekrümmt sind.

Steht der Doppelspalt symmetrisch zur feldfreien Linienmitte, so ist die Differenz der Intensitäten in den beiden Spalten direkt proportional der Verschiebung der einen Linie des Zeeman-Effekts und somit proportional dem Magnetfeld. Mit dieser Anordnung konnten zur Zeit erste Magnetfeldbestimmungen gemacht werden. Diese Methode liefert aber fehlerhafte Ergebnisse, wenn ein Doppler-Effekt auftritt. Eine eingehende Diskussion zeigt, dass es günstiger ist, aus den beiden

Zeeman-Komponenten zwei übereinanderliegende Spektren zu machen und mit zwei exakt übereinanderliegenden Spalten zu arbeiten. Auch dabei ist die Differenz der Intensitäten in den beiden Spalten proportional dem Magnetfeld. Die Methode wird dann unabhängig von Dopplereffekten, die kleiner als die Linienbreite sind, und unsymmetrischen Linienverbreiterungen. Für beide Anordnungen ist die erreichbare Empfindlichkeit abhängig von dem Verhältnis der zur Verfügung stehenden Linienintensität und der erforderlichen Bandbreite.

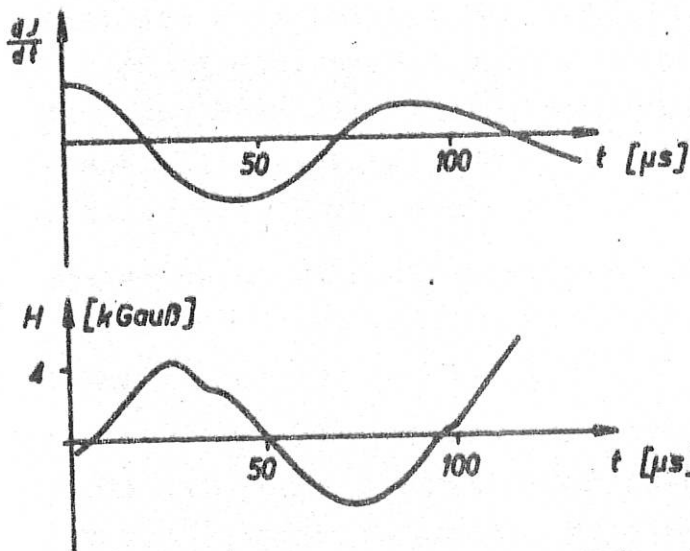


Abb.21  $\frac{dI}{dt}$  in der Magnetfeldspule, Magnetfeld im Plasma

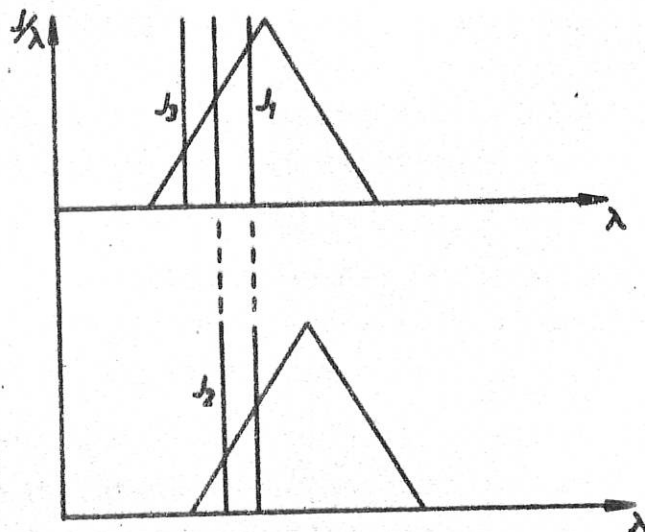


Abb.22 Lage der Spalte

Außerdem zeigt sich, dass die Differenz der Intensitäten in den beiden Spalten noch der Neigung der Linienflanke proportional ist. Diese Grösse kann aus der Differenz der Intensitäten zweier Spalte, die nebeneinander auf der Linienflanke liegen, bestimmt werden.

Eine entsprechende Anordnung wird z.Zt. aufgebaut. Die Lage der Spalte zeigt Abb.22.

Das Magnetfeld ergibt sich dann aus

$$H = 1,07 \times 10^{12} \cdot \frac{J_1 - J_2}{J_1 - J_3} \cdot \frac{d}{\lambda_0^2} \text{ [Gauss]},$$

wobei  $\lambda_0$  die Wellenlänge der feldfreien Linie ist (in Å) und  $d$  der Abstand der Spalte 1 und 3 (in Å).

## V.7 Messung der Infrarotstrahlung eines Plasmas mit In-Sb Photohalbleiter (D. Gross)

Es ist beabsichtigt, die Infrarotstrahlung aus schnellen Entladungen (evtl. auch aus stationären Plasmen) zu untersuchen.

Die Strahlung wird durch Spiegeloptik und Lichthohleiter fokussiert, durch einen Vakuumgitterspektrographen ( $50 \mu < \lambda < 2000\mu$ ) zerlegt und durch einen heliumgekühlten In-Sb Photoleiter, nach elektronischer Verstärkung, durch einen Oszillographen registriert.

Ziel der Experimente: Für Pinch-Entladungen liegen die Plasmafrequenz und die Zyklotronfrequenz im untersuchten Wellenlängenbereich. Hierüber und über die Kontinuumstrahlung liegt eine umfangreiche theoretische Literatur vor, deren Verifikation durch des Experiment zum grossen Teil noch aussteht.

Weiter lässt sich die spektralzerlegte Kontinuumemission der Plasmen diagnostisch zur Bestimmung von Teilchendichte, Temperatur, magnetischer Feldstärke und elektrischer Leitfähigkeit auswerten.

Mit der Planung der Versuchsanordnung wurde im Juni 1962 begonnen, diese ist heute ziemlich abgeschlossen und der Aufbau der Detektorapparatur mit Lichtleiter, welcher die zeitaufgelöste Messung der integralen Infrarotstrahlung ermöglicht, steht kurz bevor. Der Vakuumspektrograph, welcher einen grossen technischen Aufwand erfordert, wird von der Konstruktionsabteilung entwickelt und dürfte im Herbst 1963 einsatzbereit sein.

## V.8 Gepulste Neutronenquelle (B. Kronast, H.J. Schneider-Muntau)

### 1. Grundlagen des Hochspannungsdurchschlags und Zusammenhang mit der Neutronenemission

Es bestand die Aufgabe, einen Niederdruck-Hochspannungsdurchschlag in Deuteriumgas in einfachster Weise zur Erzeugung von sehr kurzen Pulsen schneller Neutronen auszunutzen.

Neben der Entwicklung einer geeigneten Entladungsstrecke mit Titandeuteriumtarget als Kathode blieb die Aufgabe, mit Messungen und Rechnungen die Zusammenhänge bei der erreichten Neutronenemission zu klären.

Mit Szintillationszählern wurde der zeitliche Verlauf der Neutronenemission wie auch die Abhängigkeit der Neutronengesamtausbeute vom



Entladungsdruck und von der Aufladespannung des Entladungskondensators aufgenommen.

Mit Hilfe von Kernspurplatten wurde die Art und mittlere Energie der zur Neutronenerzeugung beitragenden Deuteriumionen bestimmt und eine Absoluteichung der Neutronenzähler durchgeführt. Dabei ergab sich, dass bis zu Aufladespannungen von 140 kV noch Atomionen wesentlich zur Neutronenemission beitragen und bei kleineren Spannungen diese überwiegend bestimmen. Bei einigermaßen definierten Bedingungen für Entladung und Ti-D-Target konnten bei Aufladespannungen um 140 kV und  $D_2$ -Entladungsdrucken von etwa  $7 \times 10^{-2}$  Torr Spitzenquellstärken an Neutronen der  $D(d,n)He^3$ -Reaktion zwischen  $10^{11}$  und  $10^{12}$  Neutronen/sec. erreicht werden. (Für ein Tritium-Target wären etwa um den Faktor 300 grössere Werte zu erwarten).

Die Halbwertsdauer der Neutronenemission änderte sich mit Entladungsdruck und Aufladespannung zwischen  $3 \times 10^{-8}$  und  $13 \times 10^{-8}$  sec.

Nach einer in groben Zügen entwickelten Modellvorstellung für die Niederdruck-Hochspannungsentladung lassen sich sowohl der Absolutwert als auch die Druck- und Spannungsabhängigkeit der Neutronenemission befriedigend erklären. Darüber hinaus lassen sich noch Steigerungen der Neutronenausbeute um Größenordnungen erwarten. Bei den Versuchen ergab dann auch schon eine kleine Verringerung des Zünddrucks von  $7,5 \times 10^{-2}$  Torr (welche durch Beimischen von Kohlenwasserstoffverunreinigungen erreicht wurde) bei gleichzeitiger Steigerung der Aufladespannung von 140 kV auf 160 kV eine Ausbeutesteigerung um etwa den Faktor 5.

Weitere Massnahmen zur Erhöhung der Neutronenausbeute sind aus Laborbericht [5] und Veröffentlichung [12] zu ersehen.

Die Anwendung der Modellvorstellung auf die Zündspannung einer Niederdruck-Hochspannungsentladung in leichtem und schwerem Wasserstoff gibt ebenfalls durch den Versuch bestätigte Aussagen. Weitere Aussagen lassen sich auch über die Gültigkeit des Paschenschen Gesetzes in diesem Bereich niederer  $p \times d$ -Werte machen, ebenso über den Einfluss des Anodenmaterials auf die Zündspannung einer solchen Entladung.

## 2. Weiterentwicklung einer gepulsten Neutronenquelle

Von den beiden Möglichkeiten, die Neutronenausbeute durch Verringerung des Zünddrucks oder durch Erhöhung der Entladespannung zu vergrößern, wurde letztere in Angriff genommen. Neben der spannungsfesten Neukonstruktion des Entladungsgefäßes ist hierzu vor allem ein entsprechender Hochspannungsgenerator vonnöten ( $U = 100 - 300 \text{ kV}$ ,  $J = 2 \text{ kA}$ ,  $t = 2 \times 10^{-7} \text{ sec}$ , möglichst steiler Spannungsanstieg). Die zunächst ins Auge gefasste Möglichkeit der Spannungstransformation mittels einer sog. Exponentialleitung erwies sich wegen der ungünstigen Anschlussmöglichkeit an die Neutronenquelle als zu wenig flexibel. So soll jetzt versucht werden, in mehr konventioneller Weise den Impulsgenerator aus einem kapazitäts-, induktivitäts- und streuarmlen Impulstrafo aufzubauen, über dessen Primärseite auf  $100 \text{ kV}$  aufgeladene Kabel entladen werden. Die zu diesem Punkte unternommenen Modellversuche sind noch nicht abgeschlossen.

## V.9 Entwicklung spezieller elektronischer Methoden (F. Lindenberger, M. Ulrich)

Der immer grösser werdende Aufwand an elektronischen Geräten für die Versuche an unseren Batterien führte zu einer zunehmenden Vernetzung. Die entstandenen Erdschleifen brachten Fehltriggerungen, Überschläge und grosse Messchwierigkeiten mit sich. Zur Verminderung dieser Schwierigkeiten wurden zunächst in grösserem Ausmass Netztrenntransformatoren eingesetzt. Die aus Sicherheitsgründen vorgeschriebenen Schutzkontakte des Trafoausganges konnten dadurch auf relativ induktivitätsarmem Wege mit dem gemeinsamen Batterieerdpunkt verbunden werden. Weiterhin wurden hochspannungsfeste Impulstransformatoren gebaut, über die Hochspannungsimpulse ohne galvanische Verbindung an die Triggereinrichtungen geführt werden können. Dadurch wurden viele Erdschleifen und damit oben genannte Fehler weitgehend beseitigt. Die bisher gesammelten Erfahrungen mit Impulstransformatoren machen es möglich, solche Trafos evtl. auch in der Messtechnik zu verwenden. Die Aussteuerbarkeit von Kathodenfolgern kann damit hinaufgesetzt werden, gleichzeitig wird eine sehr gute Linearisierung erreicht. Um Kerrzellen besser einsetzen zu können, wurde eine Schaltung mit relativ geringem Raumbedarf entwickelt, die bei einer Ladespannung von  $20 \text{ kV}$  einen  $40 \text{ kV}$  Impuls ( $100 \text{ } \mu\text{sec}$ ) liefert. Damit fällt die

schwierige Handhabung einer Ladespannung von 40 kV weg. Dies wird durch eine sehr niederohmige Laufzeitkette erreicht, die über einen 1 : 4 Impulstrafo auf den transformierten Abschlusswiderstand entladen wird. Dieses Prinzip soll demnächst für eine Zweifach-Kerrzelle verwendet werden.

Für die Messung von Hochspannungen über kurze Zeiten, wie dies an unseren Batterien nötig ist, wurde ein Ohmscher Spannungsteiler gebaut. Hiermit können Signale bis 40 kV gemessen werden. Die Anstiegszeit beträgt ca. 20  $\mu$ sec, der Eingangswiderstand 3 k $\Omega$ . Der Teiler ist als Differentialspannungsteiler gebaut und gestattet hiermit die Messung zwischen beliebigen Punkten, die statisch spannungslos sind. Messfehler, die durch Stosspannungsunterschiede zwischen verschiedenen Erdpunkten auftreten, werden dadurch eliminiert. Der Hochspannungsmesskopf teilt nur im Verhältnis 100 : 1, dadurch bleibt das Nutz/Störspannungsverhältnis hoch. Eine weitere Signalabschwächung um 1/10 wird durch genormte Aufsteckteiler direkt am Oszillographen vorgenommen. Mit diesem Teiler lassen sich die meisten Messaufgaben an den Batterien durchführen. Für manche Zwecke ist jedoch der Eingangswiderstand zu niedrig, ausserdem lässt er sich nur begrenzt (durch Vorstecken eines Kondensators) an Stellen verwenden, die statisch nicht auf Erdpotential liegen. Es war deshalb nötig, eine zweite Type zu entwickeln, die eine Spannungsmessung an hochohmigen Quellen möglich macht. Für diesen Zweck ist nur ein kapazitiver Teiler möglich. Ein solcher wurde ebenfalls in Differentialausführung gebaut. Der Teiler ist völlig geschirmt und hat eine Eingangskapazität von ca. 3 pF, die Anstiegszeit beträgt ca. 20  $\mu$ sec, die untere Grenzfrequenz liegt bei 10 kHz. Das Signal wird zur Zeit noch im Verhältnis  $10^5$  : 1 geteilt und von dem eingebauten Kathodenfolger über 120 $\Omega$ -Kabel dem Oszillographen zugeführt. Das niedrige Ausgangssignal macht wegen der grossen Störungen bei unseren Stossentladungen sehr gute Schirmung mit massivem Kupferrohr nötig. Es war jedoch bereits möglich, diesen Teiler erfolgreich für Messungen zu Fragen der 1,5 MJ-Batterie einzusetzen. Vorversuche haben aber gezeigt, dass durch die Verwendung eines über mehrere Volt linear aussteuerbaren Kathodenfolgers (bereits entwickelt) und selbstgebauter Kleinkondensatoren mit ca. 1  $\mu$ F bei einer Eigenresonanzfrequenz von mehreren 10 MHz eine Erhöhung des Ausgangssignals möglich ist, was die Abschirmungsschwierigkeiten erleichtern und die Einsatzmöglichkeit vergrössern wird.

Im Zusammenhang mit der Untersuchung des Zeeman-Effekts wurde zum Betrieb der dazu verwendeten Kerrzelle ein gepulster Sender gebaut, der über 70  $\mu\text{sec}$  eine 8 MHz-Schwingung von 10 kV Amplitude an der Kerrzelle erzeugt.

Für die exakte zeitliche Zuordnung der Vorgänge auf mehreren Oszillographen (bis zu 4) wurde ein Zeitmarkengeber entwickelt und gebaut, welcher es ermöglicht, auf beiden Strahlen je zwei Zeitmarken mit minimal 20  $\mu\text{sec}$  Breite einzutasten. Die Markierung erfolgt durch Helltastung.

Zur optimalen Scharfstellung der Oszillographenstrahlen bei grossen Schreibgeschwindigkeiten wurde ein Hilfsgerät entwickelt, welches eine gedämpfte Sinusschwingung erzeugt, die mit einem steilen Schaltsprung beginnt. Mittels eines Mikroquecksilberschalters wird ein Kondensator auf eine Spule entladen. Die periodische Betätigung des Schalters erfolgt automatisch.

Ein spezielles Verzögerungsgerät, welches zusammen mit der Framing-Kamera verwendet werden soll, befindet sich in Entwicklung. Die Vorversuche dazu sind zum Teil abgeschlossen. Ausserdem werden z.Zt. Messungen an einem Kathodenverstärker mit sehr geringem Innenwiderstand für die Verwendung an Multipliern zum Zwecke der Empfinglichkeitssteigerung unter entsprechendem Bandbreitenverzicht durchgeführt.

In unserer Werkstatt wird z.Zt. eine Wickelmaschine gebaut, die es gestattet, bis zu 6 Magnetfeldsondenspulen auf einen Körper zu wickeln und die Anschlussdrähte zu verdrillen. In einer eigens entwickelten Giessvorrichtung können die Sonden mit Araldit in die Abschirmröhrchen eingegossen werden. Eine besondere Vorrichtung gestattet die elektrische Orientierung der Sonden zu überprüfen und den Frequenzgang zu vermessen.

Ausserdem wurden für spezielle Zwecke Aufbauten für verschiedene Multipliertypen entwickelt.

## VI. Laborberichte und Veröffentlichungen

### 1. Laborberichte

- [1] IPP 1/4 (1962) Spektroskopische Beobachtungen am Theta-Pinch II (W.v.Jaskowsky, M. Keilhacker, F. Pohl)
- [2] IPP 1/5 (1962) Der Energiegewinn von Elektronen und die durch sie erzeugte harte Röntgenstrahlung bei Theta-Pinch-Entladungen vor der Zündung (R. Chodura, M. Keilhacker)
- [3] IPP 1/6 (1962) Messungen der radialen Elektronendichte- und Magnetfeldverteilung beim Theta-Pinch und Vergleich mit numerischen Rechnungen (E. Fünfer, K. Hain, H. Herold, P. Igenbergs, F.P. Küpper)
- [4] IPP 1/8 (1962) Elektrische Sondenmessungen in schnellen stromstarken Stossentladungen (G. Hofmann)
- [5] IPP 1/7 (1962) Eine sehr kurzzeitig gepulste Quelle schneller Neutronen (B. Kronast)

### 2. Veröffentlichungen

- [6] Untersuchung der weichen Röntgenstrahlung an einem Induktionspinch. (G. Decker) Diplomarbeit 1962, T.H. München
- [7] Kerrzellenaufnahmen am Theta-Pinch (J. Mentel) Diplomarbeit 1962, T.H. München
- [8] Der Energiegewinn von Elektronen und die durch sie erzeugte harte Röntgenstrahlung bei Theta-Pinch-Entladungen vor der Zündung (R. Chodura, M. Keilhacker) Z. Naturf. 17a, 977 (1962)
- [9] Messungen der radialen Elektronendichte- und Magnetfeldverteilung beim Theta-Pinch und Vergleich mit numerischen Rechnungen (E. Fünfer, K. Hain, H. Herold, P. Igenbergs, F.P. Küpper) Z. Naturf. 17a, 967 (1962)

- [10] Halbleiterdioden im mm-Wellengebiet (F. Schlude) Diplomarbeit 1962, Universität, München
- [11] Elektrische Sondenmessungen in schnellen stromstarken Stossentladungen (G. Hofmann) Z. Naturf. (im Druck)
- [12] Eine sehr kurzzeitig gepulste Quelle schneller Neutronen (B. Kronast) Z. ang. Physik (im Druck)

Jahresbericht 1962

der

Experimentellen Abteilung 2 (Dr. G. von Gierke)

## I. Überblick

Im Frühjahr 1962 konnten endlich die drei experimentellen Gruppen

Wechselwirkungen (früher stationäre Plasmaentladungen)

(Dr. Boeschoten, Dr. Schwirzke)

Elektrische Sonden

(Dr. Müller)

Höchstvakuum

(Dr. Blauth)

aus den räumlich beschränkten Arbeitsbedingungen im Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik in die Laborräume in Garching umziehen. Für die Fülle der Vorhaben jedoch, die schon im Hinblick auf den Auszug der Abteilung Schmitter aus dem Gebäude L4 geplant sind, ist die vor allem der Gruppe Wechselwirkungen zur Verfügung stehende Experimentierfläche zu klein. Obwohl an einigen der Experimente schon 14 Tage nach dem Umzug wieder gemessen werden konnte, nahmen die mit dem Umzug verbundenen Schwierigkeiten noch beträchtliche Arbeit in Anspruch. Besonders die mit einer geregelten Versorgung (vor allem Strom und Wasser, aber auch Lager) im Zusammenhang stehenden Fragen verzögerten viele Experimente und brachten oft Dauerexperimente, vor allem in der Gruppe Höchstvakuum, zum Scheitern. Verzögerungen brachte auch der mit dem allgemeinen Aufbau verbundene Engpaß in der mechanischen und vor allem elektronischen Werkstatt mit sich. Da alle Schwierigkeiten sich im Laufe des Jahres beträchtlich verringerten, darf man auf wesentlich bessere Arbeitsbedingungen im Jahr 1963 hoffen. Obwohl einige sehr schöne Arbeiten in diesem Jahr gemacht wurden, war es im wesentlichen ein Jahr des Aufbaus, dessen Früchte erst in den nächsten Jahren geerntet werden können. Die im letzten Jahresbericht aufgeführten Experimente wurden fast alle weitergeführt und folgerichtig erweitert. Für eine Änderung der Arbeitsrichtungen ergaben sich keine Notwendigkeiten. Ergänzt werden die Experimente durch die Arbeiten der Experimentierabteilung des Instituts für Physik des MPI für Physik und Astrophysik. Insbesondere soll hier auf die sehr ermutigenden Versuche mit toroidaler M+S-Geometrie hingewiesen werden, die im MPI-Jahresbericht 1962 beschrieben sind.



Der Personalbestand der Abteilung erhöhte sich von 28 auf 50, darunter 8 promovierte (Vorjahr 6) und 12 nicht promovierte (Vorjahr 10) Physiker, von denen Dr. Schwirzke (San Diego) und Dr. Wöhler (Monterey) nach den USA beurlaubt wurden; Herr Lisitano und Herr Rossetti arbeiten noch weiterhin als Gäste im MPI. Dr. D'Angelo aus Princeton ist seit November Gast in der Abteilung.

## II. Gruppe Wechselwirkungen

(F. Boeschoten, F. Schwirzke)

Das Hauptexperiment der Gruppe ist die unter II.4 aufgeführte Strahl-Plasma-Wechselwirkung. Nachdem erste Vorexperimente durchgeführt und die apparativen Voraussetzungen geschaffen wurden, werden jetzt mehr und mehr experimentelle und personelle Aufwendungen für dieses Experiment notwendig. So wurden die unter II.3 aufgeführten Untersuchungen an Hohlkathodenentladungen und die unter II.4 beschriebenen Vorversuche für Energieanalyse im Hinblick auf die Erfordernisse des Strahl-Plasma-Wechselwirkungsexperiments angefangen. Daneben stehen die an CABINET I und III durchgeführten bzw. in Gang befindlichen Messungen über Diffusion und Schwingungen im Magnetfeld im Vordergrund.

### II.1. CABINET I (F. Boeschoten, K. Geißler, F. Schwirzke, G. Siller)

(Stationäre Plasmaentladung im Magnetfeld)

Die im letzten Bericht erwähnte Arbeit "Investigation of a Stationary Plasma in a Magnetic Field" (F. Boeschoten, F. Schwirzke) wurde umgearbeitet und vervollständigt [1 bzw. 25]. Zur kritischen Bewertung des künftigen Programms der Diffusionsmessungen [26] wurde von F. Boeschoten eine mehrfach überarbeitete Übersicht über alle bisher bekannt gewordenen Diffusionsmessungen geschrieben [2].

Der "Kurzschlußeffekt" von A. Simon wurde mit beweglichen, leitenden Endplatten überprüft (F. Schwirzke) [3 bzw. 27]. Nach A. Simon

sollte  $q = \text{const} \frac{LP}{B}$  sein. ( $q$  = Abfallänge auf den e-ten Teil der Ionendichte;  $L$  = Länge zwischen den leitenden Endplatten;  $P$  = Druck;  $B$  = Magnetfeld.)

Abb. 1 und 2 [3] zeigen als Beispiel die qualitative Bestätigung dieser Formel für Wasserstoff.

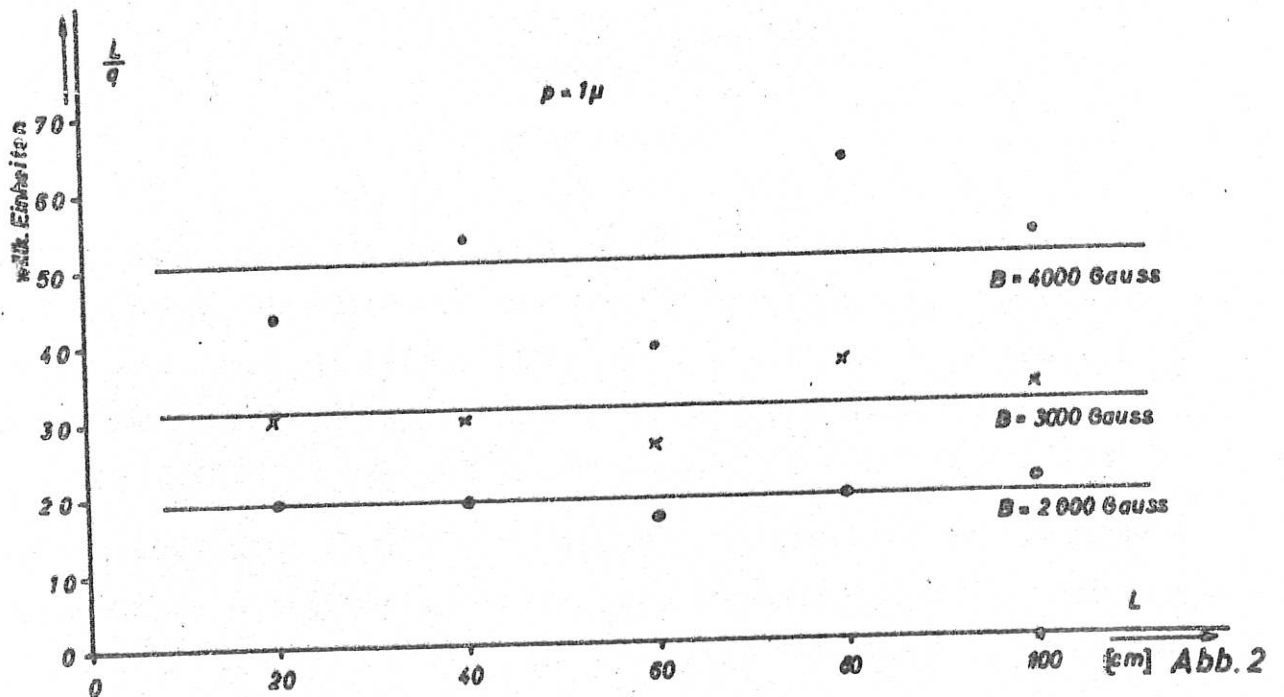
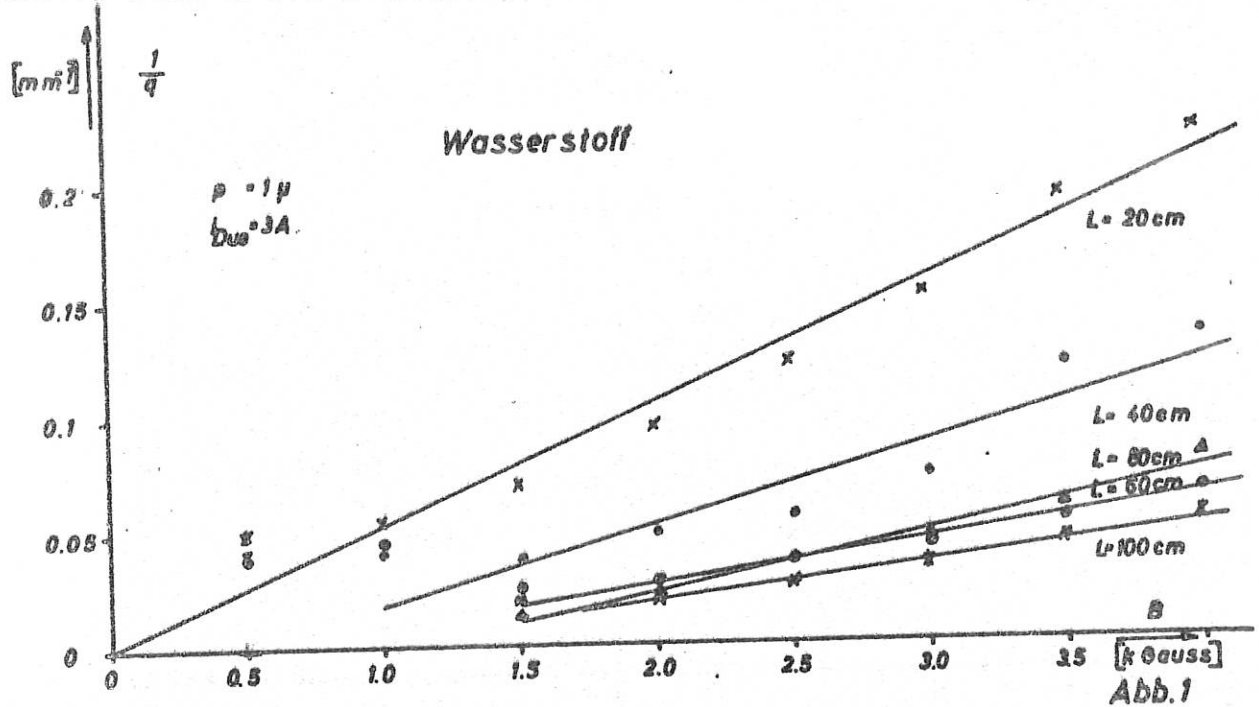


Abb. 1: Reziproke Abfallänge  $\frac{1}{q}$  [mm<sup>-1</sup>] in Abhängigkeit vom Magnetfeld [kGauss], Parameter die Länge L zwischen den leitenden Endplatten.

Abb. 2: Unabhängigkeit der Größe  $L/q$  von L für verschiedene Magnetfelder, ermittelt aus den Messungen von Abb. 1.

Auch die Druckabhängigkeit der Abfalllänge  $q$  zeigt zwischen  $2 \times 10^{-3}$  mmHg und  $0,4 \times 10^{-3}$  mmHg die geforderte Proportionalität. Bei kleineren Drucken zeigt sich eine bisher noch nicht befriedigend geklärte Instabilität (Abb. 3).

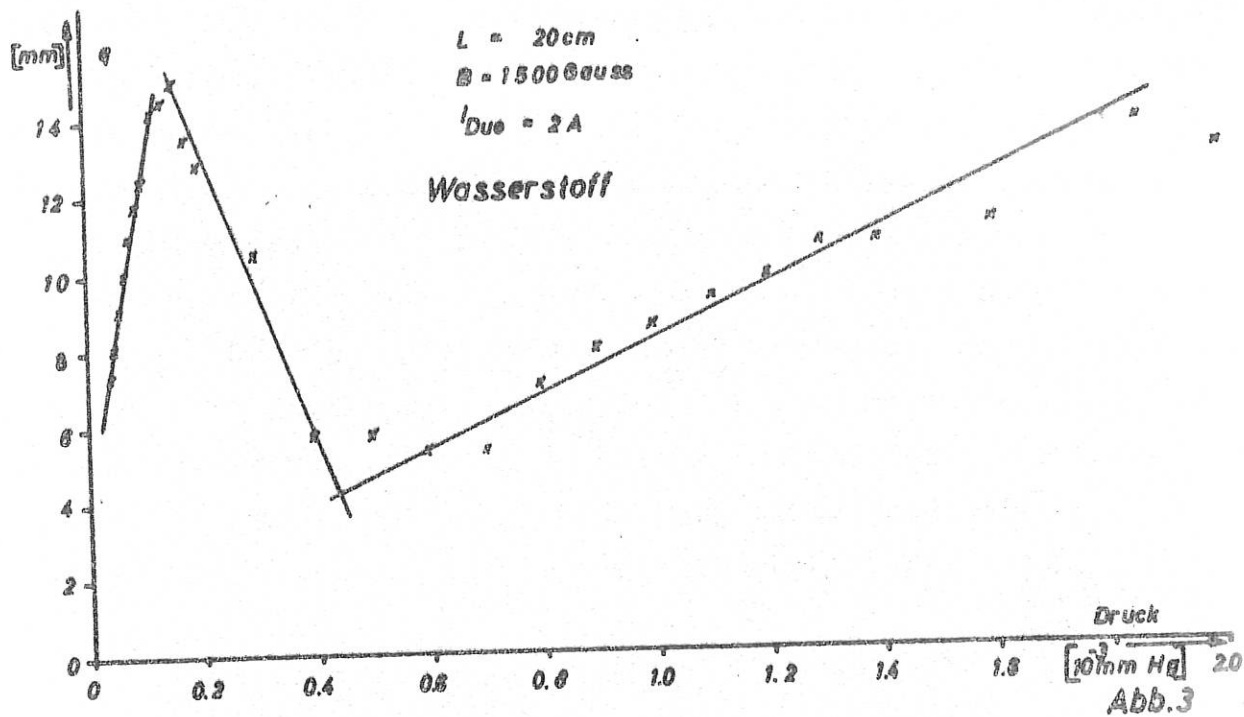


Abb. 3: Abfalllänge  $q$  in Abhängigkeit vom Druck.

Weiter wurde ein Zusammenhang zwischen erhöhter Rauschamplitude und erhöhter Diffusion in bestimmten Entladungsbereichen gefunden, deren Deutung bisher noch nicht eindeutig gelungen ist. Ähnliche Resultate wie für Wasserstoff ergaben sich auch für Helium und Stickstoff [3 bzw. 27].

Seit Mitte Oktober wird ein Versuch vorbereitet, um die Diffusionsvorgänge bei genau definierten Randbedingungen zu untersuchen (F. Boeschoten, K. Geißler, G. Siller): Verwendet werden abgeschlossene Zylinder, die der Plasmastrahl durch geeignete Bohrungen in Deckel und Boden koaxial durchsetzt. Die vier Kombinationen, die sich aus Zylinder-Wand - leitend bzw. nicht leitend - und Deckel - leitend bzw. nicht leitend - ergeben, sollen untersucht werden. Innerhalb der Zylinder werden radiale und axiale Abhängigkeit

von Dichte und elektrischem Feld gemessen. Es ist so zu hoffen, daß die einzelnen Glieder der ungekürzten Diffusionsgleichung erfaßt werden können.

Weitergeführt wurden auch die Messungen an der rotierenden Plasmasäule und hierüber ein vorläufiger Bericht geschrieben (G. Siller) [4 bzw. 28]. Obwohl die bisherigen Messungen mit der Annahme einer stehenden Alfvén-Welle gedeutet werden könnten, müssen noch weitere Messungen gemacht werden, um diese Behauptung eindeutig zu beweisen. Hierzu wurden auch theoretische Überlegungen angestellt (F. Boeschoten, G. Siller), die auch von der theoretischen Abteilung (P. Schram) unterstützt werden. Versuche, die Alfvén-Geschwindigkeit direkt am Plasmafaden durch kurzzeitige lokale Auslenkung zu messen, führten zu keinem Erfolg. Weitere Besprechungen mit SIEMENS über die Entwicklung eines gepulsten Senders wurden in Zusammenarbeit mit der Ingenieur-Abteilung geführt.

### II.2. CABINET III (F. Boeschoten, K. Geißler)

(Stationäre Plasmaentladungen wie CABINET I, jedoch mit höherem Magnetfeld bis 7 kGauss)

Zunächst wurden weitere spektroskopische Messungen (H. Wulff, Frl. Warnke, Frl. Zahn) durchgeführt, um die gegenüber den Mikrowellenmessungen aufgetauchte Diskrepanz in der Dichtebestimmung zu beseitigen. Die Messungen führten aber weiter zu keinem eindeutigen Ergebnis, da Verunreinigungen der Säule, vor allem Fe-Linien und Molekülbanden, die Genauigkeit der Aussage einschränkten. Die Apparatur wurde umgebaut, so daß sie im Durchmesser (200 mm) und in der Anordnung von Pumpe und Duoplasmatron CABINET I ähnlich wurde. Bisher hatte CABINET III ein Duoplasmatron an jedem Ende und nur eine kleine Sauggeschwindigkeit, die nur Messungen bei hohem Druck erlaubte. Nach dem Umbau soll jetzt die Diffusion im nichtstationären Zustand, d.h. bei zeitlich veränderlicher Dichte, untersucht werden, was durch periodische Unterbrechung des Plasmastrahls erreicht werden soll. Der Vorteil ist, daß die Randbedingungen nicht immer die entscheidende Rolle spielen wie im

stationären Zustand. Vorversuche mit einer Unterbrecherfrequenz von 1 bis 3 Hz zeigten ermutigende Ergebnisse, ohne jedoch schon quantitative Aussagen zu erlauben.

### II.3. Hohlkathoden-Entladungen (F. Boeschoten, K. Weinhardt)

Das größte und wichtigste Experiment der Gruppe, die Untersuchung der Wechselwirkung eines Ionenstrahls mit einem Plasma, erfordert ein ruhiges Plasma veränderbarer Dichte mit einem möglichst großen Durchmesser. Der Plasmastrahl des Cabinets, ursprünglich für diesen Zweck gedacht, ergab einen zu kleinen Durchmesser. FIG-Entladungen zeigen ein zu starkes Rauschen. Daher wurde die Erprobung anderer Plasmaquellen beschlossen und zunächst mit der Untersuchung von Hohlkathoden-Entladungen begonnen.

#### HOKE I (früher CABINET IV)

Hieran werden Zündvorgang und Methoden zur Verhinderung der Zerstäubung des Materials der Kathodenhalterung untersucht. Die Versuche sind so weit fortgeschritten, daß in kurzer Zeit mit spektroskopischen Untersuchungen begonnen werden kann. Diese Experimente dienen als Vorversuche für HOKE II.

#### HOKE II

In dieser Apparatur, die einen wesentlich größeren Bogen- und Gasstrom erlaubt, soll untersucht werden, ob sich der Hohlkathodenbogen auf einen größeren Durchmesser züchten läßt. Mit dem Aufbau der Apparatur wird voraussichtlich Mitte Januar 1963 begonnen. Da in Garching zur Zeit weder Platz noch eine ausreichende Stromversorgung vorhanden ist, wird dieses Experiment vorläufig im MPI aufgebaut werden. Hierbei werden Teile des ehemaligen SIMPLICIUS verwendet.

### II.4. Strahl-Plasma-Wechselwirkung (W. Herrmann)

#### 10-kV-Apparatur

Im Jahr 1961 war die Entwicklung am Strahlensystem und der Glühkathoden-FIG-Entladung zu einem gewissen Abschluß gebracht worden. 1962

wurden die Messungen an beiden Teilapparaturen fortgesetzt. Vor allem wurde die Strahlzusammensetzung bei verschiedenen Betriebsbedingungen der Ionenquelle und  $H_2$ -Gas-Zufuhr bestimmt. Es zeigte sich, daß das Plasma des Duoplasmatrons stark verunreinigt war. Die Verunreinigung bestand aus Wasserdampf, der bei der SIEMENS-Konstruktion vom Kühlsystem in die Plasmakammer diffundieren kann. Die Verunreinigung betrug ca. 20 %. Mit einem von uns neu konstruierten Duoplasmatron konnte kein Wasser als Verunreinigung mehr nachgewiesen werden. Die Strahlzusammensetzung ändert sich deutlich mit Bogenstrom und Druck in der Quelle. Mit wachsendem Bogenstrom und sinkendem Druck steigt der Anteil an  $H^+$ , während der Anteil an  $H_3^+$  sinkt [5].

An der PIG-Entladung wurden Strom-Spannungs-Charakteristiken in Abhängigkeit vom Druck und Magnetfeld gemessen. Ferner wurde in Abhängigkeit von Bogenstrom, Druck und Magnetfeld die Plasmadichte mit 8 mm und 3 cm Mikrowellen bestimmt. Spannung und Dichte steigen mit dem Bogenstrom; in Abhängigkeit vom Magnetfeld durchlaufen beide Größen ein Minimum, die Dichte bei höheren Werten als die Spannung. Die Spannung sinkt mit dem Druck ab, während die Dichte sich nicht ändert. Die Dichtemessungen mit Mikrowellen sind mit einer Unsicherheit behaftet, da das Dichteprofil der Entladung unbekannt ist.

Die Hauptarbeit des Jahres war die Konstruktion einer Gegenfeldapparat für Ionen. Viele anfangs störende Fehler konnten beseitigt werden. Weder mit dem Gegenfeldauffänger (Auffänger auf Gegenpotential), noch mit der Gegenfeldlinse, noch mit einer inversen Gegenfeldapparat konnte eine bessere Auflösung als 5 % erreicht werden. Sehr wahrscheinlich rührt dieser Fehler von der Strahldivergenz her.

Es wurden Versuche gemacht, eine Wechselwirkung des Strahls mit einem Plasma festzustellen. Trotz der schlechten Energieauflösung des Analysators zeigte sich eine Verbreiterung des Energiebereichs. Da aber bei dem unruhigen Plasma der PIG-Entladung nicht zu entscheiden war, ob diese Verbreiterung aus der Anregung von Schwin-

gungen oder aus der Wechselwirkung mit den schon vorhandenen Plasmaschwingungen stammt, wurden die Ionenstrahlversuche zunächst abgebrochen. Zur Zeit wird ein Elektronenstrahlversuch vorbereitet mit Einschub parallel zum Magnetfeld.

#### 200-kV-Apparatur (W. Herrmann)

Für das große Einschubexperiment wurde das Beschleunigungs- und Auffängersystem konstruiert. Eine eisengeschlossene Spule zur Strahlfokussierung wurde berechnet, ihre Werte in einem Modell gemessen und nach einem Analogverfahren dargestellt [6]. Mit den Aufbauarbeiten für die Beschleunigungsstrecke hat P. Ulbricht begonnen. Im März 1963 kann eventuell mit den Experimenten begonnen werden.

#### Gegenfeldapparatur (A. Borer)

Im Anschluß an die im MPI abgeschlossenen Gegenfeldmessungen am SIMPLICIUS wurde die Anwendbarkeit der Gegenfeldmethode bei Gasentladungen mit starkem angelegtem Magnetfeld untersucht. Insbesondere wurde der Einfluß der Raumladung abgeschätzt. Die Ergebnisse wurden in einem Laborbericht zusammengestellt [7].

#### II.5. Elektronenstrahlsonde (W. Ott)

Im Anschluß an die im Vorjahr experimentell gewonnenen Daten wurde der Feldstärkeverlauf in der Grenzschicht einer Gasentladung berechnet [29].

Hierzu wurde folgendes Modell zugrunde gelegt: Die Elektronendichte in der Grenzschicht entspricht einer Boltzmann-Verteilung. Die Ionenstromdichte entspricht einem Wert, der sich aus dem Bohmschen Schichtkriterium ergibt. Mit der Bedingung des freien Falls (Niederdruck!) ergibt sich daraus die räumliche Ionendichte. Damit waren Raumladungsdichte und Feldstärke als Funktion des Potentials bekannt und konnten numerisch ausgewertet und in Abhängigkeit vom Ort angegeben werden. Die Übereinstimmung mit den experimentellen Feldstärkekurven war gut [29]. Weiter kann in einem in Vorbereitung befindlichen Laborbericht [8] gezeigt werden, daß

das Langmuir-Paradoxon - also die verhältnismäßig schnelle Relaxation, die bei Störung der Elektronenenergieverteilung durch die Wand auftritt - durch die Thermalisierung von Driftenergie erklärt werden kann. Eine neue Elektronenstrahlsonden-Apparatur ist geplant. Die Apparatur wird in Zusammenarbeit mit der Ingenieur-Abteilung konstruiert.

#### II. 6. Anomale Diffusion in der positiven Säule im longitudinalen Magnetfeld (K.H. Wöhler)

Im wesentlichen wurden die im letzten Jahr gewonnenen Resultate ausgewertet und theoretisch und rechnerisch gedeutet. Das ganze Experiment und die Ergebnisse sind in Dissertation [30], Veröffentlichung [31] und Laborbericht [9] ausführlich dargestellt. Der Versuch wurde mit dem Umzug und der Beurlaubung von Herrn Wöhler abgebrochen.

#### II.7. Arbeiten auf kältetechnischem Gebiet (K. Geißler, F. Schwirzke, Berater W. Wiedemann)

(Im vorigen Bericht unter "CABINET II", da diese Arbeiten durch die Planung von CABINET II angeregt waren)

Bei allen kältetechnischen Arbeiten sind wir bisher noch auf die Zusammenarbeit mit der Firma LINDE (Höllriegelskreuth) angewiesen. Die von uns bestellte und für Mai bzw. Juni zugesagte Refrigerator-Anlage wurde bis Jahresende noch immer nicht geliefert. Anfang des Jahres wurde der 1960 entworfene Pumpkondensator getestet. Die Ergebnisse wurden in einem internen Institutsbericht zusammengefaßt [10]. In diesem Bericht wurden nur die Pumpeigenschaften des Kondensators beschrieben, nicht jedoch die Folgerung, daß er sich in kältetechnischer Hinsicht als nicht ganz geeignet erwies. Es wurde daher ein Kryostat in Form eines doppelwandigen Zylinders (wobei sich das flüssige Helium in der Zwischenwand befindet) konstruiert, gebaut und teilweise getestet. Obwohl unser Refrigerator nun schon 8 Monate im Verzug ist, ermöglichte es uns die Firma LINDE nur an



drei weiteren Tagen, mit flüssigem Helium zu experimentieren.

Es konnte daher im wesentlichen nur theoretisch weitergearbeitet werden. In einem in Vorbereitung befindlichen Laborbericht [11] wird untersucht, welche Konsequenzen sich daraus ergeben, daß die Kondensationswahrscheinlichkeit, mit der ein Gas an einer mit flüssigem Helium gekühlten Oberfläche auskondensiert, von der Temperatur des auskondensierenden Gases abhängt. Daß in unserem oben erwähnten Bericht eine Kondensationswahrscheinlichkeit bis nahe 1 gefunden wurde, ist mit der starken Abkühlung an der Gaseinlaßvorrichtung, wie sie auch später gemessen werden konnte, zu erklären. Nach neueren Arbeiten (W. Mascher, F. Klipping) ist für  $H_2$  von Zimmertemperatur die Kondensationswahrscheinlichkeit gleich 0,4. Unser Ziel ist daher, diese Temperaturabhängigkeit in einem größeren Bereich zu messen und daran anschließend eine Kryopumpe mit Bafille, das mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden soll, zu untersuchen.

### III. Gruppe Elektrische Sonden

(G. Müller)

Die Hauptexperimente der Gruppe sind das große Caesiumplasma - unter III.5 aufgeführt -, das wahlweise Experimente an voll- oder teilionisierten, kalten, nicht stromführenden Plasmen erlaubt und die Bogenplasmaquellen (unter III.1 und III.2), die ebenfalls nicht stromführende, etwas heißere, hochionisierte Plasmen liefern sollen. Auch hier steht die Diffusion der Ladungsträger im Magnetfeld im Vordergrund. Daneben werden das Verhalten von elektrischen Sonden in Magnetfeldern und dichten Plasmen sowie spezielle Sondenarten untersucht.

#### III.1. Bogenplasmaquelle I (G. Müller)

Mit der Bogenplasmaquelle I (1961 "Bogenplasmaquelle") wurden insbesondere technische Fragen für den Aufbau der Bogenplasmaquelle II geklärt, wie

- a) Auswahl des bezüglich Abbrand und Stabilität der Bogenentladung bis 300 A geeigneten Kathodenmaterials und Kathodenform. Untersucht wurden Wolfram-Kathoden, mit Zusätzen von 1,2 und 1,8 % Thorium und 1,2 % Zirkon.
- b) Maximaler Plasmadurchsatz durch die Düse und Reichweite des Plasmastrahls, Dichte- und Elektronentemperaturverlauf in der Vakuumkammer in Abhängigkeit vom Düsendurchmesser, Gasdruck im Bogenraum und Längsmagnetfeld.

Am Plasma der Bogenplasmaquelle I wurde folgendes gemessen:

- a) Fortführung der spektroskopischen Messungen (mit H. Wulff) mit einem hochauflösenden Gitterspektrographen. Das Heliumplasma zeigte extreme Reinheit. Weder W- noch Cu-Linien (eventuell vom Elektrodenmaterial) wurden gefunden. In der Nähe der Düse wurden aus der Verschmelzung des Linienspektrums Elektronendichten in guter Übereinstimmung mit Sondenmessungen gefunden. Die aus der Dopplereffekt-Verbreiterung einer He-Linie bestimmte Neutralgastemperatur lag bei etwa  $2000^{\circ}\text{K}$ . Genauere Messungen waren wegen der großen Schwankungen der Raumtemperaturen und infolge der langen Belichtungszeiten von ca. 5 Stunden bisher nicht möglich.
- b) Photographische Aufnahmen des Plasmas mit überlagertem Magnetfeld in Gegenwart einer Sonde zeigten, daß bei Sondenpotentialen gleich und positiver als das Plasmapotential vor der Sonde in Richtung des Magnetfeldes und quer dazu deutlich erkennbare Dunkelräume auftraten (s. Abb. 4). Der Dunkelraum in Richtung Magnetfeld erstreckte sich einige cm ins Plasma. Die Ausdehnung des Dunkelraumes quer zum Magnetfeld ist von der Größenordnung mm und ändert sich umgekehrt proportional mit der Größe des Magnetfeldes. Die Untersuchungen dieser Dunkelräume werden in Zusammenarbeit mit H. Wimmel fortgesetzt.

### III. 2. Bogenplasmaquelle II (G. Müller)

Die Apparatur wurde aus den Erfahrungen von 1. konstruiert und befindet sich im Aufbau. Das Plasma wird wie bei der Apparatur I durch einen Lichtbogen zwischen einer Wolfram-Kathode und einer

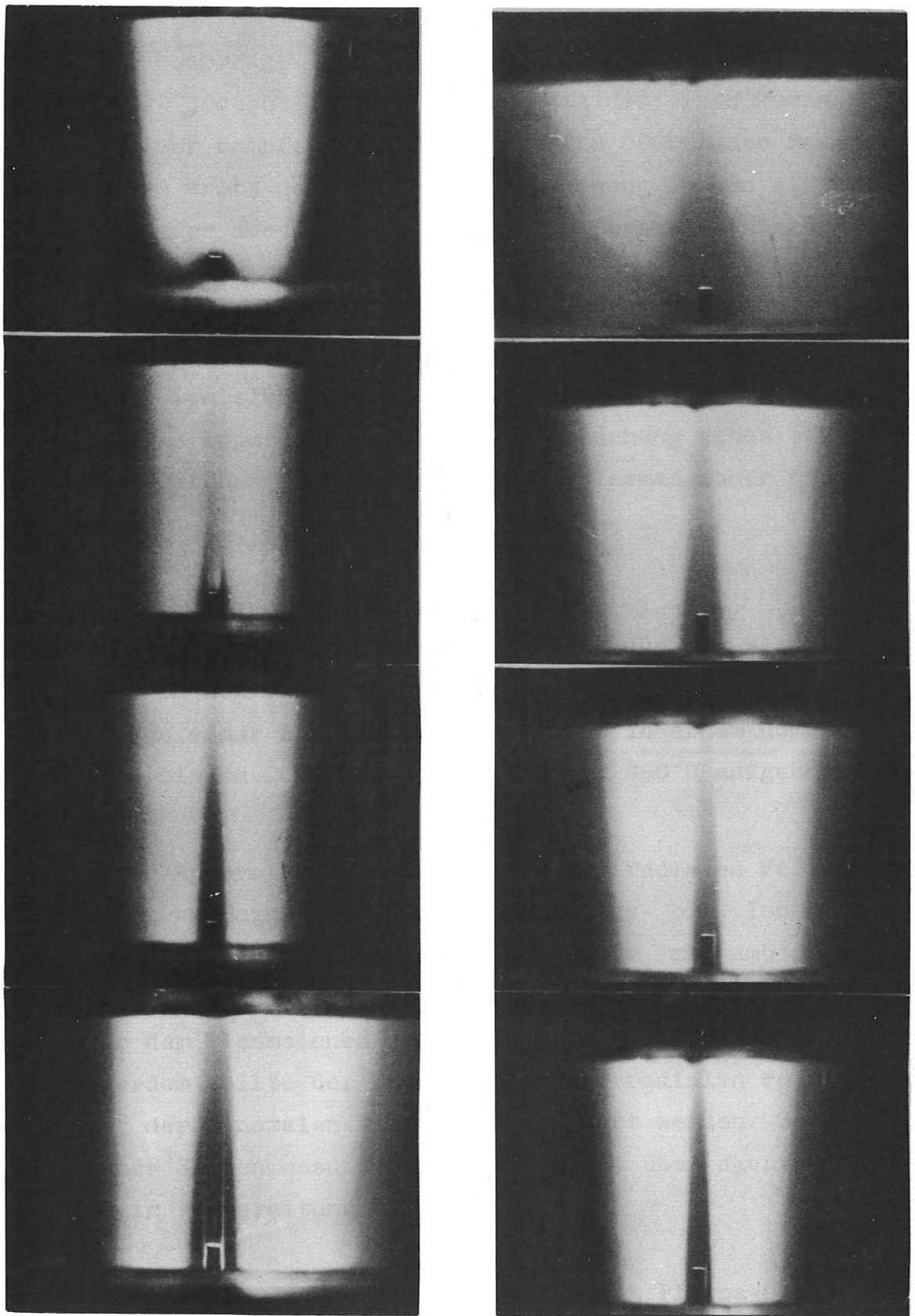


Abb.4: Photographische Aufnahme des Plasmaraums der Bogenplasmaquelle I mit einer nach allen Seiten nicht isolierten Sonde. Der Plasmastrahl ist auf die Sonde zu gerichtet.

- |   |   |
|---|---|
| <p>a) Längsmagnetfeld 1500 Gauss,<br/>Sondenpotentiale von oben<br/>nach unten wachsend<br/>+3,45; +4,3; +4,9; +25 Volt</p> | <p>b) Sondenpotential +19 V,<br/>Magnetfeld von oben<br/>nach unten wachsend<br/>250, 750, 1250, 1750 Gauss</p> |
|---|---|

Cu-Düse als Anode erzeugt. Der durch die Anode tretende Plasmastrahl durchquert jedoch längs eines Magnetfeldes einen kurzen Abpumpraum über einer Dampfstrahlvakuumpumpe von 8000 l/sec Sauggeschwindigkeit und tritt durch eine kleine Öffnung in den eigentlichen Plasmaraum, der durch eine Diffusionspumpe auf Hochvakuum evakuiert wird. Im ersten Abpumpraum soll der hohe Neutralgasanteil dem Plasmastrahl entzogen werden, während die geladenen Teilchen durch das Magnetfeld in den Plasmaraum weitergeführt werden. Dadurch soll der Ionisierungsgrad des thermischen Plasmastrahls erhöht werden. Die Apparatur dient der Untersuchung eines thermischen, nicht stromführenden Niedertemperaturplasmas hoher Dichte im Hochvakuum.

### III.3. Niedervoltbogen (G. Müller)

Eine schon früher benutzte stationäre Niederdruck- und Niederstromentladung wurde in mehrfacher Hinsicht umgebaut. Die jetzige Apparatur besteht aus einer 1 m langen Pyrex-Röhre in einem homogenen Längsmagnetfeld bis zu 2000 Gauss, die bis auf 450°C aufgeheizt werden kann.

Der Zweck dieser Apparatur ist die Messung der radialen Feldstärke in Abhängigkeit von Magnetfeld, Gasdruck und Gas- bzw. Iontemperatur. Nach theoretischen Überlegungen sollte im Fall ambipolarer Diffusion zur Wand unter bestimmten Bedingungen, in die wesentlich die Temperatur der Plasmaionen eingeht, die radiale Feldstärke sich umkehren. Außerdem sollte der Zusammenhang der radialen Potentialverteilung mit der "anomalen Diffusion" studiert werden. Zwei Laborberichte über Sondenmessungen in Plasmen mit überlagertem Magnetfeld sind in Vorbereitung [12], [13].

### III.4. Beeinflussung der Sondenkennlinie durch Plasma-Drift

(G. Müller)

Über den Einfluß einer Plasmadrift auf die Charakteristik einer ebenen Sonde bei verschiedener Orientierung der Sonde zur Drift wurden Rechnungen angestellt [14].

### III. 5. Ionenstrom-Untersuchungen durch eine Gittersonde

(V. Joshi)

Durch ein ebenes, sehr feinmaschiges Gitter mit dahinterliegendem Kollektor wird der Sondenstrom aus dem Plasma in seine Elektronen- und Ionenkomponente zerlegt. Mit dieser Methode soll insbesondere der Ionenstrom zu einer Sonde in der Nähe des Plasmapotentials untersucht werden, was mit der Langmuirschen Sondentheorie nicht möglich ist.

Mit solchen Sonden wurden erste Messungen sowohl in einem Cs-Kontaktionisationsplasma (ALMA I) als auch im Niedervoltbogen durchgeführt. Während man aus den vorläufigen Messungen im Cs-Plasma aus der Ionenstromverteilung zur Sonde auf eine Iontemperatur von der des Emitters schließen konnte, zeigte der Ionenstrom im Niedervoltplasma keinen für eine vorliegende Maxwell-Verteilung typischen Verlauf, und es war nicht möglich, eine Temperatur zu bestimmen.

Ziel dieser Untersuchungen ist, diese Methode zur Messung der Iontemperatur weiter zu entwickeln und damit die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen vor einer Sonde zu studieren.

### III. 6. ALMA I (E. Guilino)

(Alkali-Plasma)

ALMA I - wie auch ALMA II (unter 6.) - erzeugt ein Alkaliplasma (insbesondere Kalium und Caesium) durch Kontaktionisation (Langmuir-Effekt). Auf eine durch Elektronenbeschuss bis  $2500^{\circ}\text{K}$  oder höher geheizte Tantal-Platte ("Emitter") trifft ein parallelgerichteter Alkalidampfstrahl, der an der heißen Metalloberfläche ionisiert wird. Positive Ionen dampfen zusammen mit Glühelektronen vom Emitter ab und werden durch ein homogenes Längsmagnetfeld zu einer Plasmasäule zusammengehalten.

Das so erzeugte Plasma ist stromlos, wird durch keine äußeren elektrischen Felder gestört und steht im thermischen Gleichgewicht mit der Emitterplatte ( $2500$  bis  $3000^{\circ}\text{K}$ ). Sein Ionisationsgrad liegt in der Größenordnung von Eins. Über die physikalischen Grundlagen der

Kontaktionisation wurde eine Literaturstudie durchgeführt [15].

Der Aufbau von ALMA I war im Frühjahr 1961 begonnen worden. Als Vakuumgefäß dient ein Pyrex-Glasrohr (75 mm innerer Durchmesser), das auf etwa  $10^{-6}$  Torr evakuiert werden kann. Es trägt an einem Ende einen Flansch mit Emitter und Atomstrahl-ofen, am anderen Ende eine Sondendurchführung. Die Entwicklung von ALMA I kann mittlerweile als abgeschlossen gelten. Die Apparatur sollte in erster Linie dazu dienen, technische Erfahrungen für eine größere Anlage (ALMA II) zu sammeln.

### Messungen

Eine umfangreiche Meßreihe ist noch nicht vollständig ausgewertet, jedoch läßt sich bisher folgendes sagen:

- a) Die maximal erreichte Plasmadichte liegt bei  $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Ein wesentlich höherer Wert ist bei dieser Anordnung prinzipiell nicht zu erwarten.
- b) Variiert man das Verhältnis von Elektronen- zu Ionenemission, so durchläuft die Elektronentemperatur dann ein Minimum, wenn die Raumladungen sich gerade kompensieren. Die Temperatur liegt dann geringfügig über der der Emitterplatte. Nicht-Gleichgewicht von Ionen- und Elektronenemission äußert sich in jedem Fall in erhöhter Elektronentemperatur.
- c) Die Dichte wurde gemessen als Funktion der Emittertemperatur, des Magnetfeldes, der Ionen-Elektronen-Bilanz und des Abstandes von der Emitterplatte. Mit wachsender Entfernung vom Emitter fällt die Dichte zuerst schnell, dann wesentlich langsamer und exponentiell ab. Der exponentielle Abfall ist der Radialdiffusion zuzuschreiben; im ersten Teil kommt wegen der höheren Dichte Volumenrekombination hinzu.
- d) ALMA I gestattet keine radiale Sondereinführung. Es ist jedoch möglich, die radiale Diffusionskonstante aus dem axialen Dichtegradienten zu bestimmen, wenn die Driftgeschwindigkeit berechnet und plausible Annahmen über das (durch andere Arbeiten gut bekannte) Profil gemacht werden. Man findet bei einem Magnetfeld

von  $240 \text{ Gauss}$   $D = 4,1 \times 10^3 \text{ cm/sec}$  - gegenüber  $D_1 = 4,3 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{sec}$  nach der klassischen Theorie.

Über Entwicklungen und Messungen an ALMA I ist ein Laborbericht in Vorbereitung [16].

#### Kathodenentwicklung für ALMA I und II

Die Emitterplatte wird durch Elektronenbeschuß geheizt. Um eine gleichmäßige Temperaturverteilung zu gewährleisten, muß ihr die Heizenergie hauptsächlich am Rande zugeführt werden.

Nach einigen Versuchen mit einem Ring aus Preßkohle als Kathode wurden mit einem von 20 bis 30 A geheizten Ring aus 0,6 mm Tantal-Draht gute Ergebnisse erzielt. In der unteren Plattenhälfte tritt jedoch auch hier aus geometrischen Gründen ein Maximum auf, das sich aber vermindern läßt, wenn man durch kleine Kühlfähnchen an der unteren Kathodenhälfte die Emission örtlich herabsetzt.

Im interessierenden inneren Teil der Platte wurden dadurch bei  $2600^\circ\text{K}$  im Zentrum die Temperaturdifferenzen unter  $\pm 50^\circ$  herabgedrückt (ALMA I).

#### Profil des Caesiumstrahls

Zur Parallelrichtung des den Ofen verlassenden Atomstrahls wurden Vielkanalkollimatoren verwendet. Es existieren theoretische Berechnungen der Richtwirkung eines solchen Kollimators für verschiedene Durchflußmengen. Um aber nicht nur auf diese Rechnungen angewiesen zu sein, wurde die Winkelverteilung des Atomstrahls mit einer umgebauten HERAEUS-Ionisationsmanometerröhre gemessen. Es ergab sich, daß der Strahl bei den verwendeten Kollimatoren am Ort des Emitters einen Halbwertsradius von 1,5 cm noch bei Flußdichten von  $10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  aufweist. Für ALMA I ist dies völlig ausreichend, für ALMA II wird der Strahl durch gekühlte Blenden noch weiter eingengt werden.

#### III.7. Aufbau von ALMA II (E. Guilino)

Bereits im Herbst 1961 wurde der Aufbau einer größeren Anlage projektiert, die durch Verwertung der an ALMA I gewonnenen Erfah-

rungen leistungsfähiger sein und definiertere Bedingungen sowie größere diagnostische Möglichkeiten bieten sollte. Als Termin für die Inbetriebnahme war Herbst 1962 geplant.

Nachdem sich aber die Lieferung fast sämtlicher Einzelteile, vor allem des Pumpstandes, um drei bis vier Monate verzögerte und weitere Zeit durch anfängliche Vakuumschwierigkeiten am Pumpstand (LEYBOLD) verloren ging, ist mit der Inbetriebnahme erst im Januar 1963 zu rechnen.

Die Anlage ist aus drei einzelnen Rohren von 170 mm innerem Durchmesser zusammengesetzt (VITON-Dichtungen); im Gegensatz zu ALMA I befindet sich an beiden Enden ein Emitter mit Atomstrahlöfen. Die Länge der Plasmasäule kann so von 50 cm bis 150 cm variiert werden. 15 NW-32-Flansche, davon je drei in einer Ebene, gestatten radiale Sondeneinführung oder Durchstrahlung mit Mikrowellen. Die Rohre sind doppelwandig ausgelegt. Durch Umpumpen von Wasser oder heißem Öl kann die Apparatur gekühlt oder ausgeheizt werden. Die Wandtemperatur wird mit 11, die Emittertemperatur mit je einem Thermoelement gemessen.

26 Normspulen Sp 300 erzeugen in der ersten Ausbaustufe ein Magnetfeld von 4 kGauss; für später sind 10 bis 12 kGauss geplant. Die Inhomogenität des Feldes im Gebiet des Plasmafadens soll kleiner als 0,5 % gehalten werden, ebenso seine zeitlichen Schwankungen.

Gegen Jahresende wurde ein Endvakuum der Apparatur von  $3 \times 10^{-8}$  Torr (Totaldruck) erreicht. Der Aufbau war so weit fortgeschritten, daß die Emitterheizung getestet werden konnte. Die Emitterplatten wurden dabei - vorläufig ohne Magnetfeld - 3 1/2 Stunden auf  $2950^{\circ}\text{K}$  gehalten, also 200 bis  $300^{\circ}$  höher als im Betrieb.

Die Apparatur kann auf zwei Arten betrieben werden:

- a) Ionisationsgrad des Plasmas  $\sim 1$ , Restgasdruck einige  $10^{-7}$  Torr, mit oder ohne dem entladungsfreien Plasma überlagertem Strom.
- b) Ionisationsgrad ist  $\ll 1$  durch einige  $10^{-2}$  Torr Puffergas oder nach der Cs-Dampfdruckmethode (Dampfdruck kontrolliert durch die Wandtemperatur).



### III.8 Doppelsonden-Messungen an stromstarken Impulsentladungen

(G. Peter)

Die im Jahresbericht 1961 erwähnten Arbeiten wurden fortgeführt und die Messungen abgeschlossen. Die Ergebnisse werden in einem zusammenfassenden Bericht wiedergegeben, sobald die Auswertung der Messungen beendet ist. Im einzelnen wurde folgendes Programm durchgeführt:

- a) Es wurde versucht, durch eine einfache Impulsmethode die Doppelsonden-Kennlinie direkt auf dem Oszillographen aufzuzeichnen. Es zeigt sich, daß dies bereits mit einfachen Mitteln möglich ist. Der Impulsgeber wurde in der elektronischen Werkstatt von F. Melzner gebaut. Sonden-Strom und -Spannung wurden mit geeignet gewickelten Ringbandkernübertragern gemessen. Es ist jedoch eine sehr schnelle "Sonde" dafür notwendig, d.h. der Wechselstromwiderstand der Sonde muß sehr klein sein. Um dieser Forderung zu genügen, wurden sehr induktionsarme Sonden entwickelt, die dann auch bei den späteren Messungen verwendet wurden. Diese Impulsmethode wurde jedoch nicht weiter entwickelt, da die MIMIKRY-Entladung im Mai abgebrochen wurde. Es wurden deshalb die übrigen Messungen mit der bisher verwendeten einfacheren, aber zeitraubenderen Methode durchgeführt. Die Sondenkennlinie wird konstruiert aus den Aufzeichnungen des Sondenstroms in Abhängigkeit von der Zeit, gemessen bei verschiedenen konstanten Sondenspannungen.
- b) Messungen der Elektronentemperatur und der Ionendichte an der MIMIKRY- und SIMPLICIUS-Entladung und Vergleich verschiedener Doppelsondentypen. Hierüber wird im Jahresbericht des MPI sowie in Laborberichten ausführlicher berichtet.
- c) Die Theorie der Doppelsonde und die Methoden zur Auswertung der Kennlinie wurden weitergeführt und auf einige Sonderfälle ausgedehnt.

Die durchgeführten Arbeiten brachten einen guten Überblick über die Anwendbarkeit, die Möglichkeiten und die Grenzen der Methode, mit gleichflächigen Doppelsonden verschiedene Kenngrößen von Entladungen zu bestimmen.

#### IV. Gruppe Höchstvakuum

(E.W. Blauth)

##### IV.1. Festkörperzerstäubung (R. Behrisch)

Die für die künftigen Experimente entworfene Vakuumapparatur wurde von LEYBOLD gebaut. Sie wird im Januar 1963 ausgeliefert. Auch die übrigen Bauteile werden um diese Zeit angeliefert. Mit dieser Apparatur sollen Zerstäubungsmessungen unter UHV-Bedingungen durchgeführt werden [17].

##### IV.2. Literaturstudie "Zerstäubung" (R. Behrisch)

Eine englische Übersetzung der überarbeiteten Literaturstudie "Festkörperzerstäubung" (IPP 2/3) wurde von der UNITED KINGDOM ATOMIC ENERGY AUTHORITY (UKAEA), Harwell, herausgegeben. Zur Zeit wird eine entsprechende Veröffentlichung vorbereitet [17].

##### IV.3. Farvitron (E.W. Blauth, F. Melzner, E.H. Meyer)

Die Entwicklungen am Farvitron-Massenspektrometer wurden fortgesetzt und zu einem vorläufigen Abschluß gebracht. Das Spektrometer ist jetzt mit einer gegenüber dem Originalgerät erhöhten Empfindlichkeit und Auflösung einsatzfähig. Mit der Planung einer verbesserten Meßröhre (senkrechter Elektroneneinschuß, geschichteter Influenzkollektor) wurde begonnen.

##### IV.4. Selbsterregte Ionenschwingungen (E.W. Blauth, F. Melzner, E.H. Meyer)

Selbsterregte Ionenschwingungen in einem nahezu parabolischen Potential: Das Verhalten dieser Ionenschwingung wurde untersucht und dabei die Lebensdauer verschiedener Edelgasionen als Funktion des Gasdrucks gemessen. Die Lebensdauer ist in einem weiten Druckbereich  $1/p$  proportional [18 bzw. 32].

##### IV.5. Dynamische Massenspektrometer (E.W. Blauth)

Da wir auf diesem Gebiet Entwicklungsarbeit geleistet haben, schien es zweckmäßig, eine größere Literaturstudie durchzuführen. Die Ergebnisse dieser Arbeit wurden in der Form einer kleinen Monographie

niedergeschrieben. Alle in der Literatur beschriebenen Spektrometer konnten, von grundlegenden physikalischen Prinzipien ausgehend, einem systematischen Schema eingeordnet werden. Dieser Arbeit wurde beim "Jubiläumspreisausschreiben" des F. Vieweg Verlags in Braunschweig ein erster Preis zuerkannt; die Veröffentlichung der Arbeit ist geplant [19].

IV.6. Sauggeschwindigkeitsmessungen im UHV (E.W. Blauth  
E.H. Meyer)

In Fortsetzung einer früheren Arbeit (IPP 2/1) wurden Störungen beim Messen der Sauggeschwindigkeit von Diffusionspumpen im UHV untersucht. Durch eine noch nicht geklärte Gasaufzehrung treten Überhöhungen der Sauggeschwindigkeit abweichend vom regulären Verlauf bei einem Diffusionspumpensystem auf [33].

IV.7. Dampfdruck des Wasserstoffs (H.E. Schulze u.a.)

Über den Dampfdruck des Wasserstoffs bei Temperaturen des flüssigen Heliums wurde der angekündigte Laborbericht geschrieben [20].

IV.8. UHV-Kupferfallen (E.W. Blauth)

Über das Verhalten von Kupferfallen wurde eine Hypothese aufgestellt, die alle beobachteten Erscheinungen erklärt [34].

IV.9. Druckmeßstörungen (E.W. Blauth, B.M.U. Scherzer)

Es wurde der Einfluß von Gasentladungen auf die Druckmessung durch Wärmeleitungsmanometer untersucht. Die ersten Ergebnisse wurden in einem Laborbericht [21 bzw. 35] dargestellt. Weitere Ergebnisse liegen vor [36].

IV.10. Weitere in Bearbeitung befindliche Themen (E.W. Blauth u.a.)

- a) Die Versuche zur Desorptionsreinigung von Oberflächen wurden fortgesetzt. Ergebnisse liegen noch nicht vor (H.E. Schulze).
- b) Rückdiffusion von Gasen in Diffusionspumpen. Die Versuche wurden unter neuen Gesichtspunkten weitergeführt (E.H. Meyer, E.W. Blauth).

- c) Die Pumpwirkung von HF-Entladung und glühenden Metallen wird in Stickstoff untersucht (E.H. Meyer, E.W. Blauth).
- d) Experimente zum Mechanismus der Ölströmung im UHV. Es soll entschieden werden, ob die Volumen- oder die Kriechströmung überwiegt (H.E. Schulze, E.W. Blauth).
- e) Strömung von Helium durch Glasrohre im UHV (B.M.U. Scherzer).
- f) Das Literaturstudium über den Problemkreis Sorption wurde fortgesetzt und besonders im Hinblick auf die Strömung von Gasen im UHV und die Methodik zur Herstellung atomar reiner Oberflächen vertieft (B.M.U. Scherzer).
- g) Versuche über die Wirkungsweise einer Hg-Sorptionspumpe wurden fortgesetzt (B.M.U. Scherzer).
- h) Funktions- und Leistungsprüfung verschiedener neuentworfener dynamischer Massenspektrometer (E.H. Meyer, E.W. Blauth).

#### V. G. Lisitano (Gast im MPI)

Herr Lisitano arbeitet noch als Gast in der Mikrowellengruppe des MPI. Seine Tätigkeit umfaßt die Entwicklung von elektronischen Geräten für Mikrowellenmessungen [22 bzw. 37] und von Mikrowellenbauteilen. Daneben war er mit Messungen an verschiedenen Plasmaentladungen beschäftigt, wovon vor allem die Messungen an WENDELSTEIN (s. MPI-Bericht) mit dem Dual-Interferometer zu erwähnen sind.

Im einzelnen wurden entwickelt:

- a) Zwei Tektronix-Einschübe mit der gesamten Elektronik eines Mikrowellen-Polarimeters.
- b) Ein Sinus-Mikrowellen-Interferometer mit 1/μsec Zeitauflösung [23].
- c) 8 mm - 4 mm Dual-Interferometer [24].
- d) 500-kHz-Vektoranalysator (Umstellung eines der bisher benutzten 100-kHz-Geräte).
- e) Verschiedene Netzgeräte, Verstärker, Mikrowellenverstärker, Nadelimpulserzeuger, Plexiglaslinsen, Metallplattenprismen etc.

## VI. Verzeichnis der Laborberichte und Veröffentlichungen

### 1. Laborberichte

- [1] IPP 2/12 (1962) Investigation of a Stationary Plasma in a Magnetic Field (F. Boeschoten, F. Schwirzke)
- [2] IPP 2/10 (1962) Review of Experiments on the Diffusion of Plasma Across a Magnetic Field (F. Boeschoten); überarbeiteter Bericht in Vorbereitung
- [3] IPP 2/22 (1963) The Diffusion of Charged Particles Across a Magnetic Field in 'Short-Circuiting' Geometry (F. Schwirzke); im Druck
- [4] IPP 2/24 (1963) Oszillationen einer stationären Plasma-säule (G. Siller); in Vorbereitung
- [5] IPP 2/13 (1963) Experimente an einer Ionenstrahlapparatur (W. Herrmann); im Druck
- [6] IPP 2/23 (1963) Magnetlinse zur Fokussierung von 200 kV- $H_2^+$ -Ionen (W. Herrmann); in Vorbereitung
- [7] IPP 2/21 (1963) Gegenfeldapparatur zur Messung von Elektronenenergien an einer linearen Pinch-Entladung mit longitudinalem Stabilisierungsfeld (A. Borer); im Druck
- [8] IPP 2/19 (1963) Ein Versuch zur Klärung des Langmuir-Paradoxons (W. Ott); in Vorbereitung
- [9] IPP 2/11 (1963) Abschließender Bericht über die Messungen zur anomalen Diffusion in der positiven Säule im longitudinalen Magnetfeld. (Aquatron) (K.H. Wöhler); im Druck
- [10] Interner Institutsbericht (1962)  
Vorläufige Messungen zur Sauggeschwindigkeit einer Kryopumpe (H.J. Forth/LEYBOLD, K. Geißler/IPP, F. Schwirzke/IPP, A. Sellmayer/LINDE)
- [11] IPP 2/18 (1963) Eine zylinderförmige Kryopumpe, Teil I: Theoretische Betrachtungen (K. Geißler); im Druck

- [12] IPP 2/27 (1963) Über Sondenmessungen in Plasmen mit überlagertem Magnetfeld (G. Müller); in Vorbereitung
- [13] IPP 2/28 (1963) Rechnungen zum "Kurzschlußeffekt" in zylindrischen Plasmen (G. Müller); in Vorbereitung
- [14] IPP 2/29 (1963) Rechnungen zum Einfluß einer Plasmadrift auf die Sondencharakteristik (G. Müller); in Vorbereitung
- [15] IPP 2/20 (1963) Studien zur Theorie der Kontaktionisation (Literaturstudie)  
(E. Guillino); im Druck
- [16] IPP 2/26 (1963) Aufbau von ALMA I und Messungen an dem von ihr erzeugten Plasma (E. Guillino); in Vorbereitung
- [17] UKAEA-Übersetzung (1962)  
Sputtering of Solids (R. Behrisch)  
(Literaturstudie "Festkörperzerstäubung", IPP 2/3, 61)
- [18] IPP 2/25 (1963) Ionenschwingungen in einem dynamischen Massenspektrometer (E.W. Blauth, F. Melzner, E.H. Meyer); in Vorbereitung
- [19] Monographie (1962) Dynamische Massenspektrometer (E.W. Blauth); Zuerkennung eines ersten Preises beim "Jubiläumspreisausschreiben" des F. Vieweg Verlags, Braunschweig (1962); Veröffentlichung vorgesehen
- [20] IPP 2/8 (1962) Dampfdruck des Wasserstoffs bei Temperaturen des flüssigen Heliums (E.H. Schulze u.a.)
- [21] IPP 2/9 (1962) Störungen der Druckmessung in der Nähe einer Gasentladung (E.W. Blauth, B.M.U. Scherzer)
- [22] Interner Institutsbericht (1962)  
Anwendung der sinusförmigen Interferentechnik zum Bau eines Reflektometers und Polarimeters im mm-Wellenbereich (G. Lisitano)
- [23] IPP 2/15 (1962) Mikrowellen-Interferometer mit  $\mu$ sec Zeitauflösung (G. Lisitano)
- [24] IPP 2/16 (1962) Plasmadichte-Meßapparatur mit dualer interferometrischer Anzeige der Phasenänderungen der Grund- und ersten Oberwelle eines 8 mm-Mikrowellen-Generators (G. Lisitano); die Fortsetzung IPP 2/17 (1963) ist in Vorbereitung

## 2. Veröffentlichungen

- [25] Investigation of a Stationary Plasma in a Magnetic Field (F. Boeschoten, F. Schwirzke) "Nuclear Fusion" 2, 54 (1962)
- [26] Diffusion von Ladungsträgern senkrecht zum Magnetfeld (F. Boeschoten, F. Schwirzke) Vortrag auf der Jahrestagung 1962 des "Verbandes der Deutschen Physikalischen Gesellschaften", Stuttgart; Abstr. in Phys.Verh. 13, 400 (1962)
- [27] The Diffusion of Charged Particles Across a Magnetic Field in 'Short-Circuiting' Geometry (F. Schwirzke) Vortrag "4th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics of the American Physical Society", Atlantic City 1962; Abstr. Bull.Am.Phys.Soc.; Veröffentlichung in Vorbereitung
- [28] Oszillationen einer stationären Plasmasäule (F. Boeschoten, F. Schwirzke, G. Siller) Vortrag auf der Jahrestagung 1962 des "Verb. der Deutsch. Phys. Ges.", Stuttgart; Abstr. in Phys.Verh. 13, 340 (1962)
- [29] Untersuchung der Plasmagrenzschicht in einer Niederdruckentladung (W. Ott) Z.f.Naturf. 17a, 962 (1962); Vortrag auf der Jahrestagung 1962 des "Verb. der Deutsch. Phys. Ges.", Stuttgart; Abstr. in Phys.Verh. 13, 400 (1962)
- [30] Anomale Diffusion in der positiven Säule im longitudinalen Magnetfeld (K.H. Wöhler) Dissertation Univ. München 1962; Z.f.Naturf. 17a, 937 (1962)
- [31] On the Diffusion in the Positive Column in a Longitudinal Magnetic Field (G. von Gierke, K.H. Wöhler) "Nuclear Fusion", Suppl. I, 47 (1962)
- [32] Ionenschwingungen in einem dynamischen Massenspektrometer (E.W. Blauth, F. Melzner, E.H. Meyer) Vortrag auf der Jahrestagung 1962 des "Verb. der Deutsch. Phys. Ges.", Stuttgart; Abstr. in Phys.Verh. 13, 330 (1962)
- [33] Sauggeschwindigkeitsmessungen im UHV (E.W. Blauth, E.H. Meyer) Vortrag auf der Jahrestagung 1962 des "Verb. der Deutsch. Phys. Ges.", Stuttgart; Abstr. in Phys.Verh. 13, 359 (1962)
- [34] UHV-Kupferfallen (E.W. Blauth) Z.angew.Phys. 14, 668 (1962); Vortrag DAV-Tagung, Frankfurt 1962

- [35] Störungen der Druckmessung in der Nähe einer Gasentladung  
(E.W. Blauth, B.M.U. Scherzer) Z.angew.Phys. 15, 28 (1963);  
Vortrag DAV-Tagung, Frankfurt 1962
- [36] Einflüsse einer Gasentladung auf die Druckmessung mit Wärme-  
leitungsmanometern (E.W. Blauth, B.M.U. Scherzer) Vak.Techn.,  
erscheint demnächst
- [37] Anwendung der sinusförmigen Interferenztechnik zum Bau eines  
Reflektometers und Polarimeters im mm-Wellenbereich (G. Lisi-  
tano) N.T.Z. 9, 446 (1962)



Jahresbericht 1962

der

Experimentellen Abteilung 3 (Dr. R. Wienecke)

## I. Überblick

Die Arbeit der Abteilung war im Jahre 1962 im wesentlichen auf die Behandlung von zwei Problemkreisen gerichtet.

Die erste Aufgabe war die Aufheizung eines stationären Plasmas auf Temperaturen bis in den Bereich von  $100\ 000\ ^\circ\text{K}$ , wobei das Gas sich möglichst im Zustand des thermischen Gleichgewichts befinden soll. Wie bereits im Jahresbericht 1961 ausgeführt wurde, kann man dieses Ziel nur erreichen, wenn man die Wärmeleitung des Plasmas, die normalerweise die erreichbaren Temperaturen bei Hochdruckentladungen bestimmt, stark reduziert. Dies kann nur durch ein überlagertes starkes Magnetfeld geschehen.

Experimentell wird zur Erreichung dieses Zieles ein Plasmastrahl hoher Dichte in einen evakuierten Kessel eingeschossen und durch eine Lichtbogenentladung weiter aufgeheizt. Der Plasmastrahl wird in einem Plasmabrenner erzeugt, der aus einer stabförmigen Wolframkathode und einer als Düse ausgebildeten Kupferanode besteht. Das Arbeitsgas (Helium, Wasserstoff oder Argon) strömt längs der Kathode in den Brennraum ein, wird dort durch eine erste Lichtbogenentladung mit einer Stromstärke von einigen Hundert Ampère auf Temperaturen zwischen  $10\ 000$  und  $20\ 000\ ^\circ\text{K}$  bei einem Druck von ungefähr  $1/2 - 1\ \text{atm}$  aufgeheizt und verlässt die Düse mit einer Geschwindigkeit von einigen Hundert m/sec. Der ganzen Anordnung ist ein axiales Magnetfeld überlagert, das einmal die radiale Diffusion des in den evakuierten Kessel eintretenden Strahls herabsetzt und ausserdem die radiale Wärmeleitung des Plasmas reduziert. Dadurch ist es möglich, wesentlich höhere Temperaturen im Plasmastrahl zu erreichen als es in einem gewöhnlichen Lichtbogen ohne überlagertes Magnetfeld der Fall ist.

Ein derartiges Plasma hoher Dichte und hoher Temperatur ist ein geeignetes Studienobjekt für die Bestimmung von Plasmaeigenschaften (elektrische Leitfähigkeit, Wärmeleitfähigkeit, Diffusionskoeffizienten usw. in Abhängigkeit von Temperatur, Druck und Magnetfeld). Da das Plasma stationär ist, können die Messungen sehr sorgfältig durchgeführt werden und mit theoretisch ermittelten Werten verglichen werden. Ausserdem bietet ein solches Plasma die Möglichkeit, Übergangswahrscheinlichkeiten von Spektrallinien höherer Ionisationsstufen von in geringen Mengen beigemischten Verunreinigungen zu bestimmen.

Da dieses heisse Plasma eine relativ hohe Strömungsgeschwindigkeit hat, lässt sich der Anwendungsbereich der magnetohydrodynamischen Gleichungen für verschiedene Spezialfälle überprüfen, (Druckerhöhung durch ein äusseres Magnetfeld, magnetische Lavaldüsen u.ä.). Theoretische Überlegungen dazu wurden teilweise in Zusammenarbeit mit der Theoretischen Abteilung angestellt. Ausserdem kann das stationäre Plasma durch einen überlagerten  $\ominus$ -Pinch oder die Einwirkung von Hochfrequenz weiter aufgeheizt werden, wobei der definierte Ausgangszustand und die hohe Anfangsleitfähigkeit von grossem Vorteil wären.

Im zweiten Problemkreis wurden Fragen der Eigenschaften von elektrodynamisch erzeugten ebenen Stosswellen untersucht. Hierbei ging es in der Hauptsache darum, zu klären

1. ob es sich bei den bisher auf elektrodynamischem Wege erzeugten "ebenen Stosswellen" tatsächlich um Stosswellen im hydrodynamischen Sinn handelt,
2. wie die Struktur solcher "Stosswellen" aussieht,
3. wie bei derartigen Anordnungen das Plasma beschleunigt wird.

Bei diesen Untersuchungen zeigte es sich, dass die Vorgänge in Stosswellenrohren mit elektrodynamischer Beschleunigung wesentlich komplexer sind, als man bisher annahm. Die Klärung dieser Fragen trägt dazu bei, manche Diskrepanzen mit bestehenden Modellvorstellungen verständlich zu machen.

## II. Versuche zur Aufheizung eines stationären Hochdruckplasmas

### II.1 Einfluss eines axialen Magnetfeldes auf die Eigenschaften einer zylindersymmetrischen Lichtbogensäule (R. Wienecke)

In einer zylindersymmetrischen Lichtbogensäule stehen die radialen Diffusionsströme von ungeladenen Atomen und geladenen Elektronen und Ionen derart im Gleichgewicht, dass in radialer Richtung kein Massentransport stattfindet. Überlagert man ein achsenparalleles Magnetfeld, so wird beim Einschalten der Diffusionsstrom der geladenen Teilchen gehemmt, während die Neutralteilchen ungehindert zur Bogenachse diffundieren, auf ihrem Wege aber entsprechend der lokal herrschenden Temperatur ionisiert werden. Dies führt zu einem Druckanstieg im Innern der Säule so lange, bis die Diffusionsströme für geladene und ungeladene Teilchen wieder im Gleichgewicht sind. Mit den Diffusionsströmen gekoppelt ist der Wärmestrom durch Transport von Reaktionsenergie, der dadurch zustande kommt, dass die Neutralteilchen bei ihrer Ionisation im Innern dem Plasma mindestens die Ionisierungsenergie entziehen, Elektronen und Ionen bei der Rekombination in kälteren Bereichen diese aber wieder in Freiheit setzen.

Für Wasserstoff wurde in Fortsetzung früherer Arbeiten (siehe Jahresbericht 1961) der Druckanstieg in der Lichtbogensäule unter Variation des Magnetfeldes und des Aussendruckes mit Hilfe der IBM 7090 berechnet. In Abb.1 ist der Druckverlauf über der Temperatur aufgetragen.

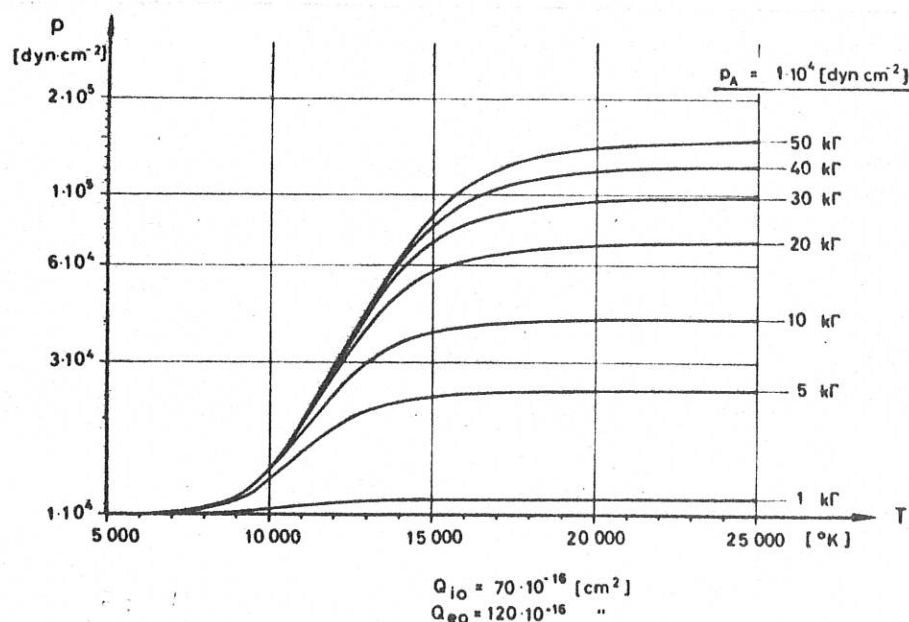


Abb.1 Druck in der Lichtbogensäule bei überlagertem axialen Magnetfeld in Abhängigkeit von der Temperatur

Parameter ist die von aussen angelegte Magnetfeldstärke. Der Aussendruck beträgt  $1/100$  atm. Man sieht, dass bei einer experimentell noch leicht zu verwirklichenden Feldstärke von 30 kGauß der Druck im Innern der Säule bis auf das Zehnfache des Aussendruckes ansteigt.

Die Reaktionswärmeleitfähigkeit  $\chi_R$  wurde als Funktion der Temperatur für die gleichen Parameter berechnet (Abb.2). Überraschenderweise ändert sich der Maximalwert von  $\chi_R$  mit steigendem Magnetfeld nur unwesentlich, jedoch verschiebt er sich zu höheren Temperaturen. Dies wird verständlich, wenn man bedenkt, dass mit steigendem Magnetfeld die Dichte anwächst, und dadurch das Gebiet grösster Änderung des Ionisationsgrades zu höheren Temperaturen verschoben wird.

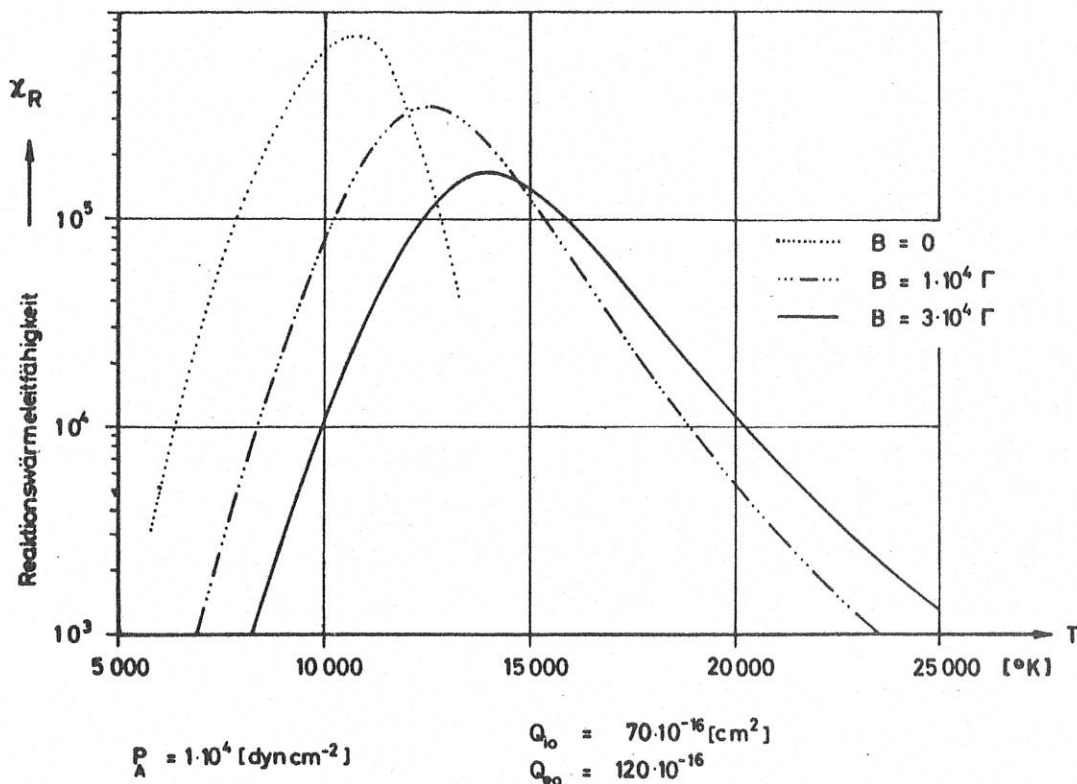


Abb.2 Reaktionswärmeleitfähigkeit eines Wasserstoffplasmas

## II.2 Modelle für die Aufheizung im Plasmastrahl (Mahn, Witkowski)

Am Anfang der Berechnung des Aufheizvorganges im Plasmastrahl stand ein eindimensionales Modell, bei dem unter Vernachlässigung radialer Wärmeverluste bei gegebener Stromdichte die Temperatur als Funktion der Bogenlänge berechnet wurde (Durchlauf-erhitzer). Erweitert wurde dieses Modell durch Berücksichtigung eines von der Temperatur abhängigen Wärmeverlustes und dessen Verringerung durch ein Magnetfeld.

Der nächste Schritt war dann die zweidimensionale Behandlung des Bogens als Strömung in einem Rohr mit konstantem Querschnitt ohne innere Reibung an der Wand. Ausgehend von einem Anfangstemperaturprofil wurde mit einem Iterationsverfahren die Änderung dieses Profils längs der Strömungsrichtung bei Energiezufuhr durch Ohm'sche Heizung und mit radialen Verlusten durch Wärmeleitung berechnet. Der Grad der Brauchbarkeit des Modells und die Richtung, in der es verbessert werden muss, soll aus teilweise schon gemachten Messungen des Dichte- und Temperaturprofils des Bogens ermittelt werden.

In Abb.3 ist die Bogentemperatur als Funktion der Bogenlänge für Wasserstoff von einer atm bei einem Bogenstrom von 2000 Ampère wiedergegeben. Man sieht, dass für den Fall der Vernachlässigung der radialen Wärmeleitung (dies entspricht  $B \rightarrow \infty$ ) die Temperatur bei einer Bogenlänge von 30 cm auf über  $2 \cdot 10^5$  °K ansteigt, dagegen bei  $B=20$  kG den Wert von  $6 \cdot 10^4$  °K nicht übersteigt. Bei  $B=0$  werden etwa  $4 \cdot 10^4$  °K erreicht.

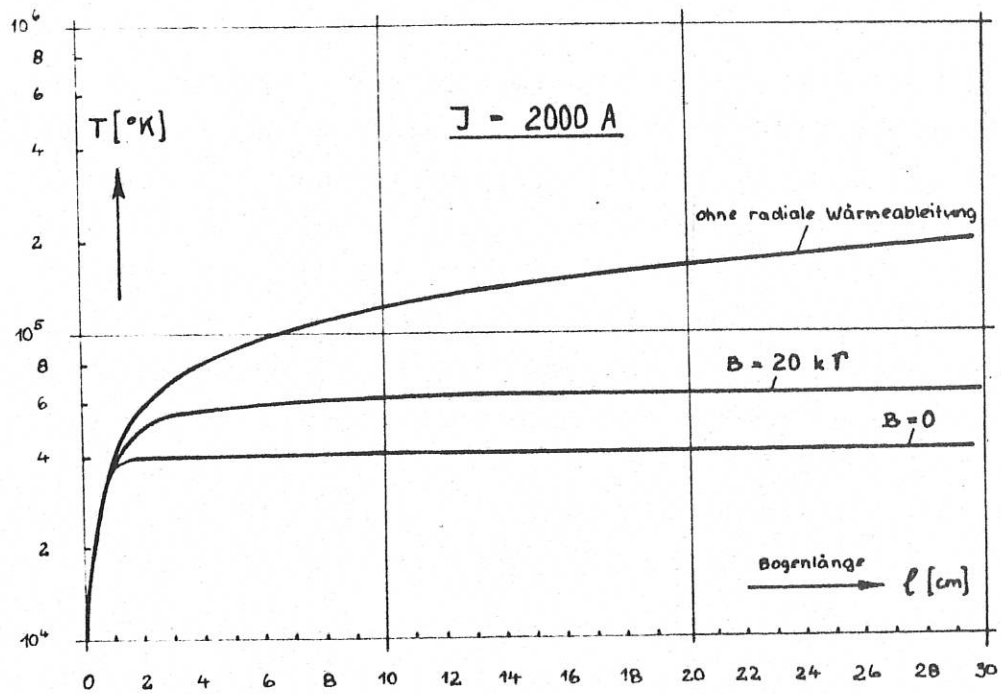


Abb.3 Bogentemperatur als Funktion der Bogenlänge  
 ( $2,3 \cdot 10^{-2}$  g/s Wasserstoff Bogenradius 0,5 cm,  
 Druck 1 atm, Stromstärke 2 000 A)

### II.3 Plasmabrenner und Vakuumsystem (C. Mahn, H. Ringler S. Witkowski)

Die Schwierigkeiten in der Reproduzierbarkeit des Lichtbogens im Magnetfeld wurden hauptsächlich durch Verbesserungen des Plasmabrenners behoben. Wesentlich hierbei war die Einwirbelung des Arbeitsgases in den Brenner, Verbesserung am Kühlsystem, exakte Zentrierbarkeit der Kathode, der Einbau eines Strahlungsschutzringes aus Aluminiumoxyd und die Verwendung geeigneteren Elektrodenmaterials. Der jetzt verwandte Plasmabrenner kann bis zu Strömen von 800 Ampère und Leistungsdichten an der Austrittsöffnung der Düse von  $100 \text{ kW/cm}^2$  stationär betrieben werden. Ein Brenner, bei dem die Anode aus einer massiven nur strahlungsgeschützten Wolframdüse besteht, wird z.Z. erprobt.

Der bereits im Jahresbericht 1961 beschriebene Versuchskessel zeigte im Laufe der Experimente insbesondere bei der Leistungssteigerung im Bogen einige Mängel. So wurden durch die intensive Strahlung des Bogens einzelne Bauteile wie Dichtungen, Isolationen und Fenster so hoch erwärmt, dass Undichtigkeit des Kessels und unzulässige Verunreinigungen des Brenngases auftraten. Durch Entwicklung wassergekühlter und strahlungsgeschützter Dichtungs- und Isolationsteile konnten alle Verunreinigungslinien im Spektrum beseitigt werden.

Die hierbei gewonnenen Erkenntnisse führten zum Bau einer zweiten Versuchsanordnung, bei der das Mantelgefäß des Kessels zur besseren Wasserkühlung doppelwandig ausgeführt ist. Der Durchmesser des Kessels wurde von ca. 25 cm auf 8 cm verringert, was eine erhebliche Reduktion der für das Magnetfeld notwendigen Leistung zur Folge hat. Ausserdem besteht so die Möglichkeit, die von der Ingenieur-Abteilung entwickelte 50 kGauß-Magnetfeldspule für diesen Kessel zu benutzen.



## II.4 Elektrisches Verhalten von Plasmabrenner und Lichtbogen im Magnetfeld (H. Ringler)

Die Hauptentladung ist bei allen Experimenten so gepolt, dass die Kupfer-Düse gleichzeitig Anode für den Plasmabrenner und Kathode für die Hauptentladung ist (Abb.4).

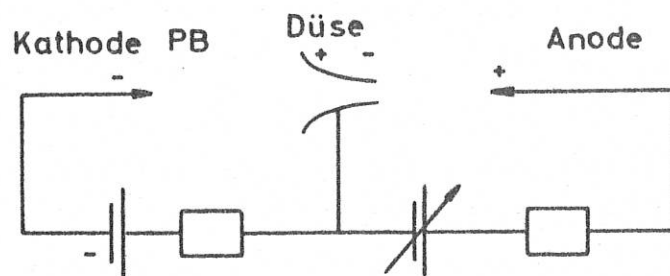


Abb.4 Prinzipschaltbild der Plasmabrenner-Bogen-Anordnung

Schaltet man die Hauptentladung ein, so findet man für sie bei steigendem Strom stets auch eine anwachsende Spannung, d.h. eine steigende Charakteristik. Der Strom über die Kupferdüse vermindert sich immer gerade um den Hauptentladungsstrom. Das heißt der von der Wolfram-Kathode des Plasmabrenners ausgehende Elektronenstrom fließt zum Teil (entsprechend dem Hauptentladungsstrom) direkt zur Anode der Hauptentladung, zum anderen Teil zur Kupferdüse. Sind die Stromstärken im Plasmabrenner und in der Hauptentladung gleich, so führt die Kupferdüse gar keinen Strom, sie wirkt praktisch nur als Sonde, und es liegt ein einziger Lichtbogen zwischen den beiden äußersten Elektroden vor. Lässt man die Spannung zwischen Kupferdüse und Bogenanode weiter ansteigen, so wächst in einem Übergangsbereich zunächst der Strom der Gesamtentladung, bis plötzlich ein Umschlag erfolgt, bei dem sich an der Düse ein Brennfleck bildet (die Düse emittiert nun zusätzlich Elektronen), und man wieder zwei Entladungen mit unterschiedlichen Strömen hat. Ist der Hauptentladungsstrom kleiner oder gleich dem Strom im Plasmabrenner, so bedarf es keines Kathodenfalls für die Hauptentladung ("Plasmakathode").

Beim Überschreiten des Umschlagpunktes ist mit dem sich ausbildenden Brennfleck die Bildung eines Kathodenfalls und damit eine Verdampfung des Düsenmaterials verbunden. Dies zwingt dazu, den Entladungsstrom stets kleiner als den Plasmabrennerstrom zu machen, so lange kein Brenner mit heisser Anode (genügende Thermoemission) zur Verfügung steht. Die Anwesenheit eines Magnetfeldes ändert an diesen Erscheinungen grundsätzlich nichts. Im Übergangsbereich (beide Entladungen gleiche Ströme) zeigt das Potential der Düse starke Schwankungen (bis zu  $\pm 100$  V) mit der Frequenz der Welligkeit des Gleichrichters. Diese Erscheinungen sollen später geklärt werden.

War es bei den ersten Versuchen nur möglich, den Plasmabrenner in einem feldfreien Raum zu betreiben, der durch eine "cusped geometry" erreicht wurde (siehe Jahresbericht 1961), so gelang es, durch Verkürzung der Düse den Brenner jetzt auch im homogenen Magnetfeld zu brennen, ohne dass nachteilige Folgen in Erscheinung traten. Im Plasmabrenner fällt bei Einschalten eines Magnetfeldes von 10 kGauß der Bogenstrom um etwa 10% die Brennspannung steigt, wobei die Brennerleistung um ca. 20% anwächst. Diese Entwicklung war erforderlich, weil die "cusped geometry" keine wesentliche Steigerung der Magnetfeldstärke zuließ.

## II.5 Qualitative und quantitative Untersuchungen an einer Heliumentladung (C. Mahn, H. Ringler, S. Witkowski)

Versuche zur Aufheizung eines Heliumplasmas fanden parallel an beiden Versuchsanordnungen statt (siehe II.3). Es wurden mit einem Schleifenzillographen oder photographisch stets folgende Grössen registriert: Strom und Spannung des Plasmabrenners, Strom und Spannung der Hauptentladung, Magnetfeldstrom, Druck im Kessel und Gasdurchflussmenge. Für die spektroskopischen Aufnahmen standen ein Försterling Drei-Prismen-Spektrograph und ein Steinheil G-H-Spektrograph zur Verfügung. Die Kalibrierung der Photo-Platten geschah mit dem Kohlebogen-Normal nach Euler.

Auf side-one-Spektren des Plasmastrahls (ohne Hauptentladung) ist die einzige im sichtbaren Spektralbereich liegende Linie des einfach ionisierten Heliums He II 4686 nicht zu erkennen, schaltet man die Hauptentladung ein (ohne Magnetfeld) so erscheint sie schwach und wird bei Zuschalten eines Magnetfeldes von einigen kGauß in ihrer Intensität vergleichbar mit der benachbart liegenden He I - Linie 4713 Å. Das Intensitätsverhältnis der beiden Heliumlinien ist ein Mass für die Temperatur der Entladung. Überraschenderweise stellte es sich heraus, dass bei einem Verhältnis von 3:1 der Stromstärken von Plasmabrenner und Hauptentladung die grösste Steigerung der Temperatur (abgeschätzt aus dem oben erwähnten Intensitätsverhältnis) durch Einschalten des Magnetfeldes erzielt wurde. Eine Erhöhung der Stromstärke in der Hauptentladung brachte keine weitere Temperatursteigerung, was vermutlich an den ungünstiger werdenden Strömungsverhältnissen an der Düse des Plasmabrenners liegt.

Quantitative Messungen des Temperatur- und Dichteprofils des Bogens fanden zunächst nur in Abständen von 2 und 5 cm von der Düse unter folgenden Bedingungen statt: Strom im Plasmabrenner 600 Ampère, Bogenstrom 200 Ampère, Helium-Durchflussmenge 4 Normal -  $\text{m}^3/\text{h}$ , Düsendurchmesser 7 mm. Variation des Magnetfeldes zwischen 25 und 10 kGauß. Die Feldstärke in der Bogensäule betrug etwa 2,5 Volt/cm, die Bogenleistung pro cm Säulenlänge damit ca. 500 Watt. Spektroskopisch vermessen wurden die Absolutintensitäten der beiden Helium-Linien He II 4686 Å und He I 4713 Å.

Da die Übergangswahrscheinlichkeiten bekannt sind, kann man aus den Einzelintensitäten und dem Intensitätsverhältnis den Temperatur- und Elektronendichteverlauf über dem Bogenradius bestimmen, wenn man annimmt, dass das Bogengas sich im thermischen Gleichgewicht befindet. Fast unabhängig vom Magnetfeld ergaben sich für  $B > 2,5 \text{ k}\Gamma$  Temperaturen um  $30\,000 \text{ }^\circ\text{K}$ . Die Elektronendichte und damit der Druck steigen mit wachsendem Magnetfeld an. Die Wirkung des Magnetfeldes zeigt sich im untersuchten Bereich im wesentlichen in der Bündelung des Strahls und damit einer Erhöhung der aufgeheizten Gasmenge bei etwa konstant bleibender elektrischer Leistung in der Entladung.

In Abb.5 sind Elektronendichte- und Temperaturprofile des Bogens für verschiedene Magnetfeldstärken dargestellt. Berechnet man aus Elektronendichte und Temperatur den Gesamtdruck in der Achse, so erhält man bei der höchsten Magnetfeldstärke einen Wert von 50 Torr während der Druck im Kessel nur 5 Torr betrug. Genauer diskutiert werden muss natürlich noch, ob bei diesen Drucken thermisches Gleichgewicht vorliegt. Die parallel durchgeführten Messungen an beiden Versuchsanordnungen (grosser und kleiner Kessel) führten zu gleichen Ergebnissen.

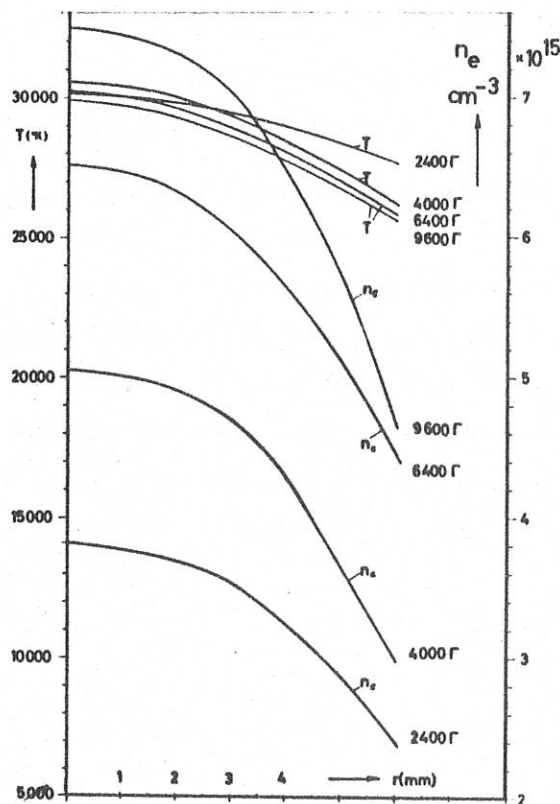


Abb.5 Temperatur- und Dichteprofil eines 200 A Heliumbogens mit überlagertem axialem Magnetfeld

## II.6 Weiterentwicklung der Aufheizungsexperimente zu höheren Leistungen (H. Ringler)

Da bei Helium sicher im Temperaturgebiet von 50 000 °K die Strahlungskühlung der weiteren stationären Aufheizung eine Grenze setzt, sollen die Experimente auf Wasserstoff als Brenngas ausgedehnt werden. Wasserstoff ist wegen der kleineren Strahlungsverluste, des Vorhandenseins nur einer Ionisationsstufe und im Hinblick auf thermonukleare Untersuchungen von grösserem Interesse. Allerdings sind die Experimente mit Wasserstoff aus Gründen der höheren Wärmeleitfähigkeit und des grösseren Spannungsbedarfs bei Entladungen schwieriger als solche mit Edelgasen. Bei ersten Versuchen zeigten sich grosse Schwierigkeiten, die allerdings durch Veränderungen an den Elektroden und Verbesserungen der Kühlsysteme behoben werden konnten. Bei einer Leistung von 30 kW im Plasmabrenner und einem Gasdurchsatz von 5 Normal - m<sup>3</sup>/h wurde im Bogen pro cm Säulenlänge eine Leistung von etwa 2 kW umgesetzt. Bei Einschalten des Magnetfeldes von 10 kGauß war eine starke Kontraktion der Hauptentladung auf ca. 5 mm Durchmesser zu beobachten. Der Entladungskanal war von einem intensiv rot strahlenden Mantel (H<sub>α</sub>) umgeben, während der Kern der Entladung praktisch nur eine kontinuierliche Strahlung emittierte. Mit quantitativen Messungen der Temperatur und Elektronendichte kann in nächster Zeit begonnen werden.

Mit den bisher aufgebauten Spulensystemen werden nur Magnetfeldstärken bis zu 10 kGauß erreicht. Da höhere Magnetfeldstärken unbedingt notwendig sind, wurde in Zusammenarbeit mit der Ingenieur-Abteilung eine Magnetfeldanordnung entwickelt, die über eine Länge von 50 cm bei einem Innendurchmesser von 19 cm mit den vorhandenen elektrischen Leistungen eine magnetische Feldstärke von 30 kGauß zu erzeugen gestattet. Die zugehörigen Experimentiereinrichtungen (Plasmabrenner mit Kessel und Vakuumsystem) sind bereits im Bau.

## II.7 Versuche zur Messung des Geschwindigkeitsprofils im Plasmastrahl mit einer $\mathcal{A} \times \mathcal{L}$ - Methode (C. Mahn)

Der Versuch, radiale Geschwindigkeitsprofile im Plasmastrahl nach der Methode von Sakuntala (J. Appl. Phys. 30, 1669, 1959) zu messen, - ein senkrecht zu der Geschwindigkeitsrichtung angebrachtes Magnetfeld hat eine EMK zur Folge -, wurde zunächst fortgeführt (siehe Jahresbericht 1961). Mit Hilfe eines Differenzverstärkers und eines Bandfilters gelang es, Störsignale bis auf die Größenordnung der Nutzsignale herabzudrücken. Da aber der restliche Störpegel bei Verwendung eines sich wie  $\sin \omega t$  zeitlich ändernden Magnetfeldes prinzipiell nicht beseitigt werden kann, wurde der Versuch einstweilen aufgegeben und inzwischen in der Ingenieur-Abteilung ein Generator für rechteckförmigen Magnetfeldverlauf entwickelt. Dieser liefert - nach geeigneter Triggerrung - 10 aufeinanderfolgende Impulse von je 1 msec Dauer und etwa 300 Gauß Amplitude. Es wird erwartet, dass Stör- und Nutzsignale nun zu trennen sind. Versuche dazu sollen wieder aufgenommen werden.

## II.8 Theoretische und experimentelle Behandlung der Aufheizvorgänge in einem Plasmabrenner (B. Ahlborn, M. Salvat)

Beim Experiment der Aufheizung im Magnetfeld wird das Plasma zunächst im Plasmabrenner erzeugt, und der sich ausbildende Plasmastrahl dann in der Hauptentladung auf höhere Temperaturen gebracht. Der Plasmabrenner bestimmt die Anfangswerte für die Geschwindigkeit und Temperatur des Plasmas und damit auch ganz wesentlich die Hauptentladung selbst. Aus diesem Grunde kam es sehr darauf an, den Mechanismus der Aufheizung und Beschleunigung des Arbeitsgases im Plasmabrenner zu verstehen, um optimale Anfangswerte für das Experiment zu finden. Zu diesem Zweck wurde zunächst ein eindimensionales Modell der Aufheizung einer Rohrströmung aufgestellt, bei dem die Endwerte für den Druck  $p$ , die Temperatur  $T$  und die Geschwindigkeit  $v$  (Kenngrößen des Plasmastrahls) bei Vorgabe der Anfangswerte  $p_0$ ,  $T_0$ ,  $v_0$  und der dem Gas zugeführten Leistung unter Berücksichtigung der Ionisation berechnet wurden (siehe auch Jahresbericht 1961).

Der Zusammenhang zwischen Druckerhöhung und eingekoppelter Leistung sowie die Geschwindigkeit und Temperatur im Strahl konnten hieraus qualitativ vorausgesagt werden. Es zeigte sich jedoch, dass es besser ist, wenn man ein Modell wählt, bei dem nicht der Anfangs- sondern der Enddruck  $p$  als freier Parameter vorgegeben wird, weil bei einer Unterschallströmung der Druck  $p$  im Freistrahlgleich dem Druck  $p_K$  der Umgebung ist. Bei unseren Experimenten kann man den Kesseldruck  $P_K$  durch Pumpen auf einen beliebigen Wert einstellen. Das Modell liefert einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der Druckdifferenz  $\Delta p = p - p_0$  bei gegebenen übrigen freien Parametern ( $v_0$ ,  $T_0$ ) und der zugeführten Leistung  $W$ . Messungen am Plasmabrenner zeigten jedoch nur eine qualitative Übereinstimmung. Der hauptsächliche Fehler wurde in der Annahme über die Temperaturverteilung im Strahl vermutet. Aus diesem Grunde wurde in einem verbesserten Modell statt einer konstanten Temperatur  $T$  eine Temperaturverteilung  $T=T(r)$  im Strahl angenommen. Es zeigte sich, dass bereits die Annahme eines heißen Kerns der konstanten Temperatur  $T$  und einer kalten Randzone mit der Temperatur  $T_0$  befriedigende Übereinstimmung zwischen Experiment und Messung lieferte. Als neuer Parameter erscheint jetzt zusätzlich die Fläche  $F^*$  des heißen Kerns.

Daher müssen im "Kernmodell" zwei Grössen experimentell bestimmt werden. Hierzu eignet sich neben der Druckdifferenz  $\Delta p$  noch die zugeführte Leistung  $W$ . Damit kann der Zusammenhang mit den übrigen abhängigen Grössen hergestellt werden. Es gibt hier z.B. einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der Temperatur  $T$  des heissen Kerns mit  $W$  und  $\Delta p$ :  $T=T(W, \Delta p)$ . Zur Prüfung der Anwendbarkeit dieses Modells musste nun gleichzeitig gemessen werden:  $\Delta p$ ,  $W$  und die Temperatur  $T$  des heissen Kerns. Die radiale Temperaturverteilung wurde spektroskopisch bei Argon als Arbeitsgas und Austritt des Plasmastrahls in die freie Atmosphäre nach bekannten Methoden gemessen. Es ergab sich für die Umgebung der Achse des Strahls in unmittelbarer Nähe der Düse eine Temperatur von etwa  $14\ 000\text{ }^\circ\text{K}$ . Der Temperaturverlauf über dem Radius ist in der Achsenumgebung relativ flach. In einem Abstand von 2 mm von der Achse fällt die Temperatur sehr schnell auf spektroskopisch nicht mehr zu messende Werte ab. Auf früher gemachten Interferometeraufnahmen (Jahresbericht 1961) kann man andererseits sehen, dass die Temperatur in der Randzone des Plasmastrahls kleiner als  $1500\text{ }^\circ\text{K}$  ist.

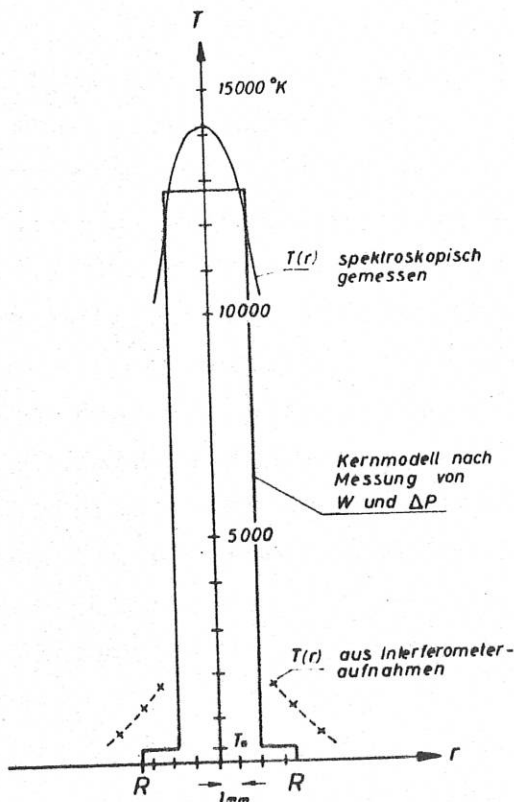


Abb.6 zeigt ausser dem gemessenen Temperaturverlauf die nach der Modellvorstellung aus der Messung von  $W$  und  $\Delta p$  gewonnene Temperaturverteilung. Der Gültigkeitsbereich dieser Modellvorstellung wird z.Z. theoretisch und experimentell abgegrenzt.

Abb.6 Temperaturverteilung im Argonplasmastrahl



#### III.1 Untersuchungen über den Mechanismus der elektromagnetischen Beschleunigung von "ebenen Stosswellen"

(H. Brinkschulte, H. Muntenbruch)

Eine häufig benutzte Anordnung zur Erzeugung schneller Stosswellen ist das Fowler-Kolb'sche T-Rohr. Hier wird das Plasma, das sich in einer Vakuumfunkenstrecke bei der Entladung eines Hochspannungskondensators ausbildet, durch das Magnetfeld des Entladungskreises beschleunigt. Die erzeugte Stosswelle erreicht Geschwindigkeiten im Bereich von  $10^6 - 10^7$  cm/s. Der Beschleunigungsvorgang ist in seinen Einzelheiten weitgehend ungeklärt und wurde theoretisch und experimentell behandelt.

##### 1. Theoretische Behandlung des Problems

Es war zunächst die Frage zu klären, welche Parameter der Entladung für die Maximalgeschwindigkeit der Stosswelle verantwortlich sind. Nach den üblichen Vorstellung bläht sich durch das Feld des Rückleiters zwischen den Elektroden eine Stromschleife auf und schiebt als Kolben das hochleitfähige Plasma vor sich her. Wenn die Schleife sehr gross würde, müsste auch die Spannung über der Funkenstrecke aufgrund der wachsenden Induktivität sehr gross werden. Dies würde aber zu Rückzündungen führen. Anhand eines Modells sollte untersucht werden, mit welcher Ausdehnung der Stromschleife gerechnet werden muss. Dazu wurde das Schneepflug-Modell herangezogen. Damit ergeben sich aus der Spannungsgleichung für den Entladekreis und dem Impulserhaltungssatz zwei gekoppelte Differentialgleichungen. Diese lassen sich lösen, wenn man weiter vereinfachen annimmt, dass der Strom einen sinusförmigen Verlauf hat. Für ein genügend kurzes Anfangszeitintervall ist diese Annahme sicher richtig. Die numerische Lösung mit Hilfe der IBM 7090 bestätigt das im wesentlichen. Daraus folgt, dass für den Anfangsbereich die Geschwindigkeit der Stosswelle in einem bestimmten Abstand vom Ursprung proportional zu  $U_0^{1/2} \cdot L^{-1/2} (\rho_0 \cdot F)^{-1/4}$  ist ( $U_0$ =Ladespannung des Kondensators,  $L$ =Anfangsinduktivität des Stromkreises,  $\rho_0$ =Anfangsdichte und  $F$ -Querschnitt des Entladungsrohres). Ausserdem zeigt die Rechnung, dass sich die Stromschleife im Plasma bei induktionsarmen Anordnungen nicht sehr weit ausdehnen sollte (Erhöhung der Spannung über der Funkenstrecke).

## 2. Experimentelle Untersuchungen

Die theoretischen Ergebnisse liessen sich durch verschiedene Experimente bestätigen. Dazu wurden folgende Grössen gemessen:

1. Die Induktivität des Stromkreises in Abhängigkeit von der Zeit mit Hilfe einer kleinen Induktionsschleife. 2. Ort und Geschwindigkeit der Stossfront aus Schmierkamera- (siehe Jahresbericht 1961) und Bildwandlernaufnahmen. 3. wurde das Magnetfeld im Stosswellenrohr mit Hilfe von Magnetfeldsonden ausgelotet.

Es bestätigt sich eindeutig, dass die stromführende Schicht sich nur um etwa 1 cm aus dem Elektrodensystem vorwölbt. Die Sondenmessungen zeigten darüber hinaus, dass sich eine ringförmige Stromschleife ablöst und vom Plasma hinter der Stosswelle mitgenommen wird. In Abb.7 sind einige Signale der Magnetfeldsonde in verschiedenen Abständen von der Funkenstrecke wiedergegeben. Man sieht deutlich, wie bei den ersten Aufnahmen die Stromschicht die Sonde passiert, während bei den letzten Aufnahmen das Vorbeilaufen des stromführenden Plasmaringes zu erkennen ist.

Durch Variation der Parameter  $U_0$ ,  $L$ ,  $S_0$ , und der Gasart konnten die Rechnungen auch quantitativ bestätigt werden. In Abb.8 sind die experimentell gewonnenen Werte der Stosswellengeschwindigkeiten mit den berechneten verglichen.

Ein Nebenergebnis dieser Untersuchungen war Überraschenderweise, dass die Leuchterscheinungen in Stosswellenrohren an ihrer Front durchaus nicht eben sind. Es gelang zwar nicht, eindeutig zu klären, ob diese "Leuchtfrent" mit der Stosswellenfront identisch ist. Keinesfalls ist es aber gesichert, dass die Stossfronten eben sind. Dies ist für die Interpretation vieler früherer Messungen auch anderer Autoren sehr wesentlich.

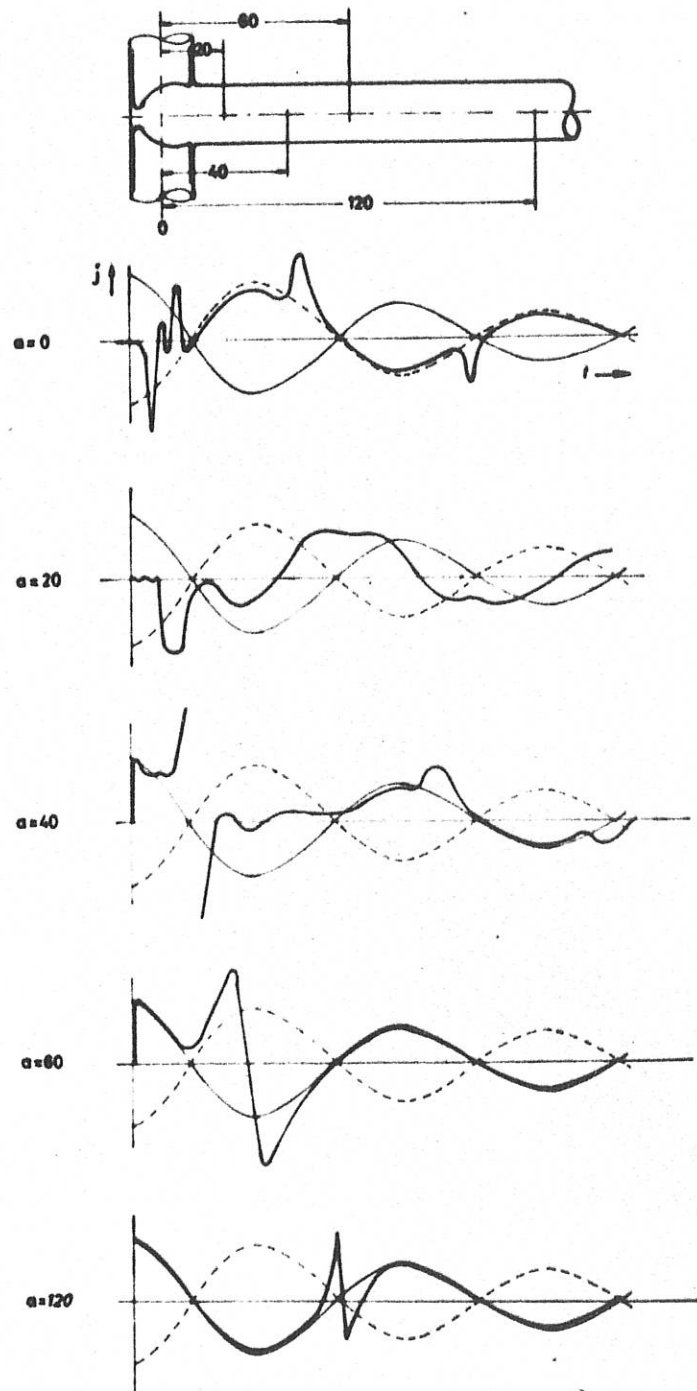


Abb.7 Sondensignale in 0, 20, 40, 60, 120 mm Abstand von der Funkenstrecke

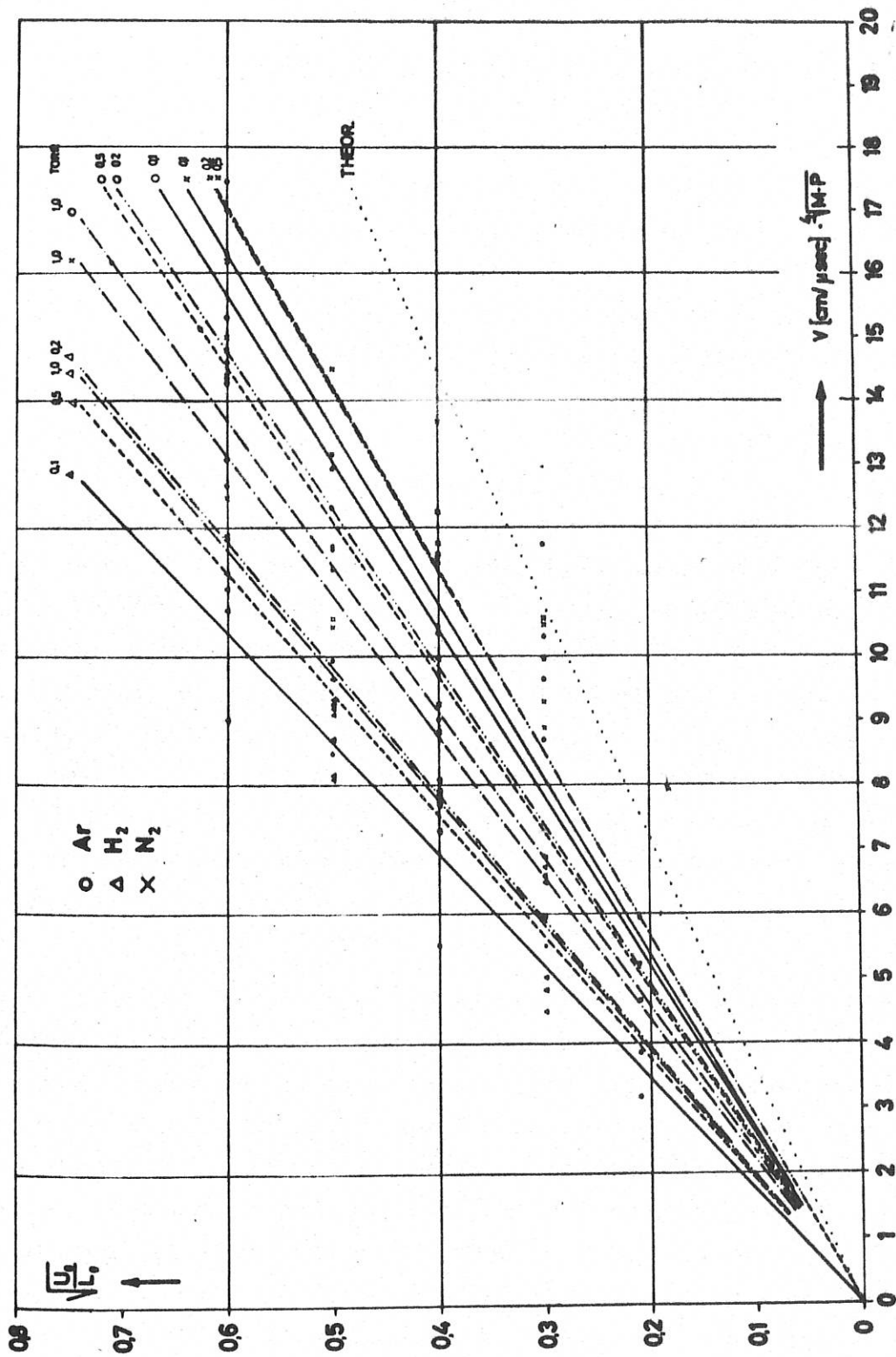


Abb.8 Normierte Stossfrontgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von  $\frac{U_0}{L_0}$   
 (Vergleich der experimentellen Werte für verschiedene Drucke und Gase mit dem theoretischen Wert)

### III.2 Homologielösungen zur Darstellung instationärer Stossfronten (H. Brinkschulte, H. Muntenbruch)

Bei T-Rohren und ähnlichen Anordnungen wird durch eine zeitlich und räumlich kurze Wirkung äusserer Kräfte ein Gas aufgeheizt und beschleunigt. Die resultierende Stosswelle läuft dann im wesentlichen frei und unabhängig vom Erzeugungsmechanismus (siehe II.9). Deshalb schien die bei Membranrohren übliche Modellvorstellung zur Beschreibung der Plasmaparameter im Hinterland der Stossfront wenig geeignet, da sie Stationarität voraussetzt. Da man keine stationären Bedingungen hinter der Front erwarten kann, ist es wichtig zu wissen, mit welcher Zeitauflösung die Plasmaparameter gemessen werden müssen, damit man zu keinen falschen Ergebnissen kommt. Die von von Weizsäcker und seiner Arbeitsgruppe angegebenen Homologielösungen schienen zur Beschreibung des Zustandes hinter der Stossfront wesentlich besser geeignet. Experimente sollten Aufschluss über ihre Anwendbarkeit geben. In Zusammenarbeit mit Dr. v.Hagenow (Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik) wurden Schmierkameraaufnahmen von Stosswellen unterschiedlicher Anfangsdaten auf der Rechenmaschine G3 (MPI) auf ihre Darstellbarkeit in der Form:

$$x - x_0 = c \cdot (t - t_0)^\alpha$$

und die Übereinstimmung des Exponentens mit der Theorie überprüft. Es ergaben sich zwar Streuungen, aber im Prinzip doch die Möglichkeit dieser Darstellung. Damit sind Schlussfolgerungen über den Verlauf der Zustandsgrössen hinter der Stossfront und die zu ihrer Messung zur Verfügung stehende Zeit möglich. Durch genauere Messungen (höhere Schreibgeschwindigkeit und Zeitauflösung der Schmierkamera) sollen diese Untersuchungen weitergeführt werden. Es zeigte sich ferner, dass das Schneepflugmodell zur Beschreibung derartiger Vorgänge ausreicht. Keinesfalls aber darf man die Rankine-Hugoniot-Gleichung zur Beschreibung des Hinterlandes bei derartigen Stosswellen heranziehen.

### III.3 Versuche zur Dichtemessung an Stosswellen mit Hilfe des Mach-Zehnder-Interferometers (H. Brinkschulte, H. Muntenbruch)

Mit Hilfe eines Mach-Zehnder-Interferometers ist es möglich, Aussagen über die Struktur der Stossfront und ihres Hinterlandes zu gewinnen. Bei merklicher Ionisation, wie sie in Stosswellen vorliegt, bestimmt die Elektronendichte ganz wesentlich den Brechungsindex des Plasmas. Abschätzungen lassen beim Durchlaufen einer Stosswelle in der benutzten Anordnung Streifenverschiebungen von  $1/10 - 1/2$  Streifenbreite erwarten, die mit einer Schmierkamera nicht mehr zu registrieren sind. Deshalb wurde ein Multiplier-System entwickelt, das die Registrierung und Auswertung so geringer Verschiebungen im Streifensystem gestattet. Störungen durch das Eigenleuchten der Stosswelle machten den Impulsbetrieb der Interferometer-Lichtquelle (HBO 100) nötig. Störungen der elektronischen Messanordnung durch die Kondensatorentladung werden durch Batterieversorgung der Multiplier und dadurch mögliche vollständige Abschirmung vermieden. Erste Aufnahmen zeigen die erwarteten Streifenverschiebungen.

### III.4 Struktur der "Stosswelle" im elektromagnetischen Stosswellenrohr (G. Brederlow)

Über die Natur der in elektromagnetischen Stosswellenrohren auftretenden Erscheinungen werden in der Literatur zwei unterschiedliche Ansichten vertreten..

Einmal wird angenommen, dass das sich ausbreitende Plasma im wesentlichen aus einer echten Stosswelle besteht, auf die die Rankine-Hugoniot-Gleichung angewandt werden darf. Cloupeau dagegen meint, dass die beobachtete Plasmawolke zum grössten Teil aus dem Entladungsplasma besteht, das aus der Entladungsstrecke durch magnetische Kräfte herausgeschleudert wird. Vor diesem als Kolben wirkenden Plasma soll sich eine Stosswelle ausbilden, die allerdings nur einen kleinen Anteil am Gesamtplasma hat.

Um Aussagen über die Struktur und die Natur der Plasmawolke im Stosswellenrohr machen zu können, wurden in Wasserstoff in einem Druckbereich von 0,1 - 2,5 Torr Geschwindigkeits- und Leitfähigkeitsmessungen durchgeführt. Dabei muss man unterscheiden zwischen der Stossfrontgeschwindigkeit  $v_s$ , und der Geschwindigkeit des dieser Front nachströmenden Plasmas  $v_p$ , die stets kleiner als  $v_s$ , sein muss.  $v_s$  wurde optisch mit einer Schmierkamera bestimmt. Zur Messung von  $v_p$  fand ein von Sakuntala, Fowler und von Engel angegebenes  $\omega \times \mathcal{L}$  - Verfahren Anwendung (siehe Jahresbericht 1961). Gleichzeitig mit den Geschwindigkeitsmessungen wurde am Ort der  $\omega \times \mathcal{L}$  - Elektroden der zeitliche Verlauf der Lichtintensität der vorbeilaufenden Leuchterscheinungen registriert. In Abb.9 ist ein Oszillogramm wiedergegeben, bei dem auf dem oberen Strahl das  $\omega \times \mathcal{L}$  - Signal aufgezeichnet ist (Amplitude proportional zu  $v_p$ ). Der untere Strahl zeigt den Verlauf der Lichtintensität. Aus dem Oszillogramm entnimmt man, dass die "Plasmawolke" aus zwei Anteilen besteht, deren Geschwindigkeiten wegen der gleichen Amplitude des Signals den gleichen Wert haben. Das Lichtsignal kommt gegenüber dem  $v_p$ -Signal etwas verspätet und zeigt einen stufenförmigen Verlauf. Betrachtet man die gleichzeitig aufgenommenen Schmieraufnahmen, so findet man auch hier eine Struktur, die zwei Leuchtfrenten mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten erkennen lässt.

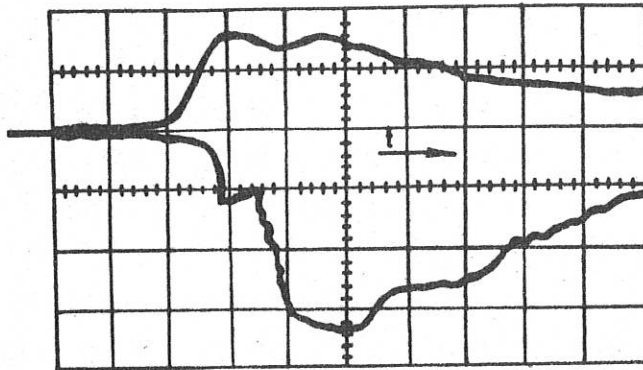


Abb.9 Verlauf von Strömungsgeschwindigkeit und Lichtintensität

Während die Geschwindigkeit der zweiten (nachfolgenden) Leuchtfrent innerhalb der Messgenauigkeit mit  $v_p$  übereinstimmt, ist die Geschwindigkeit der ersten Front um etwa 17% grösser als  $v_p$ . Da für den ersten Anteil die Strömungsgeschwindigkeit ( $v_p$ ) kleiner ist als die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Leuchterscheinung, kann es sich hier nur um ein durch die Stosswelle aufgeheiztes Plasma handeln, während der zweite Anteil wegen der Gleichheit von Strömungs- und Frontgeschwindigkeit nicht eine Stosswelle sein kann, es sich hierbei also um das aus der Entladung herausgeschleuderte Plasma handeln muss.

Bei Schmieraufnahmen mit kleiner Machzahl findet man nur den zweiten Anteil (herausgeschleudertes Plasma). Lässt man aber die "Plasmawolke" an einem Hindernis reflektieren, so ist zu beobachten, dass das leuchtende Plasma schon vor der Wand reflektiert wird. Es muss also auch hier vor dem Entladungsplasma eine Stosswelle vorauslaufen, deren Temperatur nicht ausreichend ist, um eine genügende Lichtemission hervorzurufen.

Die Einsattelung im  $v_p$ -Oszillogramm wird durch ein im herausgeschleuderten Entladungsplasma eingeschlossenes Magnetfeld hervorgerufen. Dies konnte durch Umpolung des Entladungsstromes nachgewiesen werden (Umkehrung des Effektes).



Um den Leitfähigkeitsverlauf in der "Plasmawolke" zu messen, wurde an beide zur  $v_p$ -Messung benutzten Sonden ( $B=0$ ) über einen Messwiderstand eine Spannung von 9 Volt angelegt. Beim Durchgang des Plasmas wird der Stromkreis geschlossen und aus der am Messwiderstand abfallenden Spannung kann man den Widerstand des Plasmas und damit seine Leitfähigkeit bestimmen. Da die Sonden keine Elektronen emittieren können, erfasst man mit diesem Verfahren nur den durch die Ionenbeweglichkeit bestimmten Widerstand. Im nebenstehenden Oszillogramm (Abb.10) zeigt der obere Strahl den Leitfähigkeitsverlauf, während der untere Strahl das Lichtsignal wiedergibt.

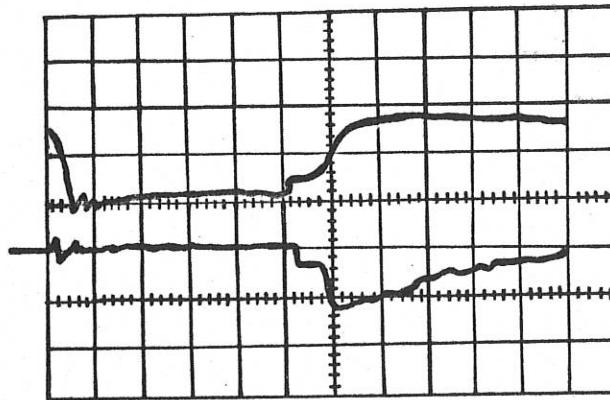


Abb.10 Verlauf von Leitfähigkeit und Lichtintensität

Beide Strahlen haben einen gemeinsamen Nullpunkt, dessen Lage durch die seitlich angebrachte Marke gekennzeichnet ist. Man erkennt, dass nach Abklingen der Anfangsstörung schon vor der Ankunft der Stosswelle eine Leitfähigkeit im Stosswellenrohr vorhanden ist, die offensichtlich von der Precursor-Strahlung des Plasmas herrührt. Diese Leitfähigkeit ist vom Zeitpunkt der Zündung der Entladung nahezu konstant, sie steigt sprunghaft bei Ankunft der Stosswelle an, um sich dann noch einmal beim Durchgang des Entladungsplasmas zu vergrößern.

Um das Kompressionsverhältnis zu berechnen, wurde der zeitliche Abstand zwischen Stossfront und Front des Entladungsplasmas aus den Oszillogrammen, die den  $v_p$ -Verlauf und den Gang von Lichtintensität und Leitfähigkeit wiedergeben, bestimmt.

Mit diesen Zeiten, den bekannten  $v_p$ -Werten und dem Abstand des Messortes vom Ursprung der Stosswelle (Entfernung zwischen Sonde und Entladungselektroden) konnte das Kompressionsverhältnis des ursprünglich im Stosswellenrohr vor der Stosswelle vorhandenen Gases berechnet werden. In Abb.11 sind die Mittelwerte der für zwei Entladungsröhre mit unterschiedlichen Radien (II und III) berechneten Kompressionsverhältnisse über der Machzahl aufgetragen. Die Kurve I gibt den von Turner unter Berücksichtigung von Dissoziation und Ionisation berechneten Verlauf wieder. Qualitativ zeigen gemessene und berechnete Kurven den gleichen Verlauf. Da die gemessenen absolut höhere Werte zeigen, muss man annehmen, dass vor dem Entladungsplasma nicht alles Gas aufgesammelt wird, sondern ein Teil in das Entladungsplasma eindringt oder seitlich abströmt.

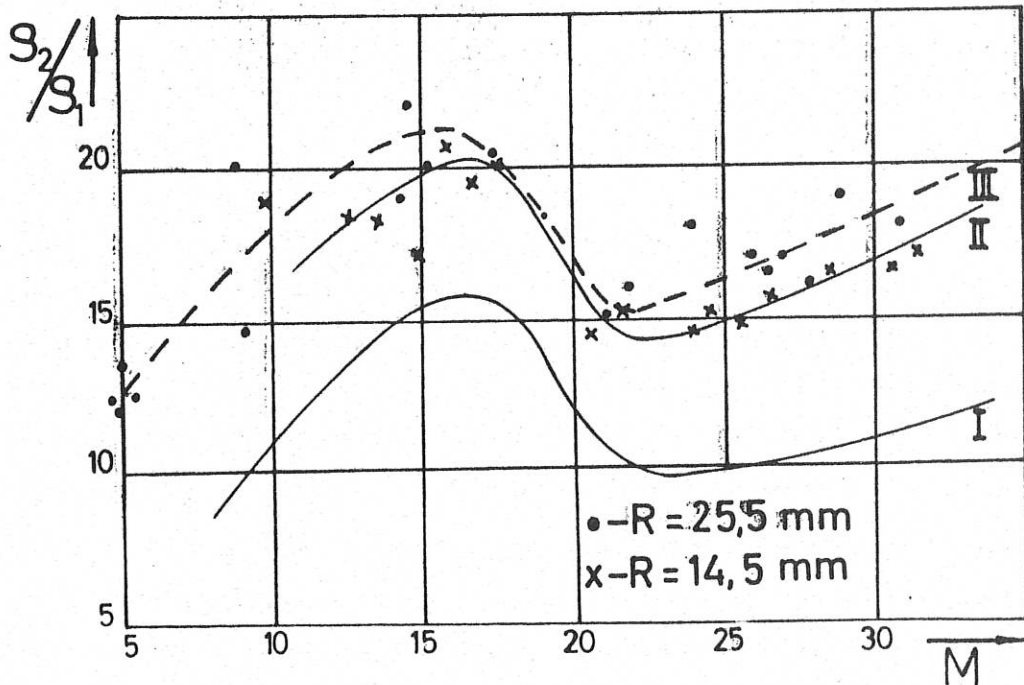


Abb.11 Kompressionsverhältnis in Abhängigkeit von der Machzahl

### III.5 Untersuchungen an einer Lauffunkenstrecke (L. Liebing)

Zur Erzeugung von Stosswellen hinreichender Ausdehnung wurde eine Lauffunkenstrecke entwickelt, die aus zwei gegenüberliegenden Kupferplatten besteht und an ein Netzwerk aus Kondensatoren und Induktivitäten angeschlossen ist, das einen rechteckförmigen Stromimpuls von 60 kAmpère Amplitude und einer Dauer von  $35\mu\text{sec}$  erzeugt. Auf die beim Durchschlag entstehende Plasmaschicht wirkt das Magnetfeld der Entladung und treibt das Plasma entlang der Lauffunkenstrecke. Wenn die Geschwindigkeit der dabei entstehenden Stosswelle wesentlich grösser ist als die Geschwindigkeit mit der das Magnetfeld in das Plasma eindringt, kann man erwarten, dass sich eine Plasmaschicht zunehmender Dicke entwickelt, und das antreibende Magnetfeld wie ein "Kolben" wirkt (siehe Jahresbericht 1961).

Um abzuschätzen, in welcher Zeit ein Magnetfeld in ein Plasma endlicher Leitfähigkeit eindringt, wurde ein Modell berechnet, bei dem zur Zeit  $t=0$  an der Grenzschicht eines leitfähigen "Blocks" ein Magnetfeld bestimmter Stärke vorhanden, der "Block" selbst aber magnetfeldfrei ist. Die theoretische Behandlung des Problems führt auf eine Differentialgleichung vom Typ der Wärmeleitungsgleichung. Für verschiedene Leitfähigkeiten, die denen eines Plasmas entsprechen, wurde die Gleichung numerisch gelöst und die Zeitkonstanten für das Eindringen des Magnetfeldes berechnet. Bei einer Leitfähigkeit von z.B.  $\sigma = 2 \cdot 10^{14} \text{ sec} \cdot \text{cm}^{-2}$ , die der von Kohle entspricht, ergibt sich eine Zeitkonstante von  $\tau = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ sec}$ .

Diese Berechnungen wurden in einem Modellversuch bestätigt, der gleichzeitig dazu diente, die Messmethode für das Magnetfeld mit Hilfe kleiner Induktionssonden zu überprüfen. Ein Kohleblock von etwa 20 cm Länge wurde zwischen die Elektroden der Lauffunkenstrecke gepresst, der elektrische Kontakt durch Quecksilber hergestellt, und das Magnetfeld im Kohleblock in Abhängigkeit vom Ort und der Zeit nach Einschalten der Entladung gemessen. Da im Plasma ähnliche Leitfähigkeit vorliegt, gab dieser Versuch Hoffnung das gewünschte, oben genannte Ziel zu erreichen.

Beim eigentlichen Experiment wurde zunächst mit Hilfe einer Schmierkamera eine Übersicht über die sich in der Laufstrecke abspielenden Vorgänge gewonnen. Die ersten Aufnahmen zeigten, dass sich bei Argon als Arbeitsgas komplexe Vorgänge mit seltsamen Strukturen der Leuchterscheinungen abspielten. Dies deutete darauf hin, dass der erste Überschlag am Anfang der Laufstrecke nicht homogen und reproduzierbar war. Deswegen wurde zunächst der Einsatz der Entladung näher untersucht. Dazu wurden nur die ersten 10 cm der Entladungsstrecke aus allen Richtungen mit der Schmierkamera betrachtet. Es stellte sich heraus, dass der elektrische Durchschlag nicht in einer dünnen Schicht an der Abschlusswand erfolgte, sondern ein Volumendurchschlag über eine Länge von etwa 10 cm vorlag. Zur Erzielung eines Schichtdurchschlages bekamen die Elektroden gegeneinander einen Neigungswinkel von etwa  $10^\circ$  über die ersten Zentimeter der Entladungsstrecke. Dies hatte den gewünschten Erfolg. Bei Aufnahmen in Achsenrichtung war festzustellen, dass im Druckbereich bis zu 1 Torr ein gleichmässiger Überschlag erfolgt, bei höherem Druck bilden sich dagegen einzelne Durchschlagszonen bzw. -kanäle aus.

Schmieraufnahmen, die daraufhin wieder über die gesamte Länge der Laufstrecke gemacht wurden, ergaben jetzt folgendes einheitliches und reproduzierbares Bild: Am Anfang des "Plasmapfropfens" bildet sich eine helleuchtende Zone, die sich mit konstanter Geschwindigkeit bewegt, dabei leicht breiter wird und eine "Zopfmusterstruktur" besitzt. Dahinter kommt ein weniger leuchtender homogener Bereich. Magnetfeldmessungen zeigen eindeutig, dass der Entladungsstrom in der helleuchtenden Anfangszone fliesst. Die Struktur zieht sich mit fallendem Druck weiter auseinander, wobei deutlich wird, dass sie durch sich stetig rückwärts neu bildende Stromschichten hervorgerufen wird. Diese rückwärtigen Stromschichten holen ihre Vorläufer ein und durchdringen sie. Magnetfeldmessungen bestätigen dieses Verhalten.

Um festzustellen, ob die Gasgeschwindigkeit etwa so gross wie die Geschwindigkeit der Leuchterscheinungen ist, wurde die Entladung zu der Zeit beobachtet ( $35\mu\text{sec}$  nach Zündung, siehe oben), wo der Strom Null wird. Die Aufnahmen zeigen einen Knick im Geschwindigkeitsverlauf mit einem Absinken auf den halben Wert. Magnetische Messungen ergaben, dass die Magnetfelder innerhalb der Abschaltzeit des Stromes ebenfalls verschwinden. Eine genauere Klärung dieser Vorgänge wird z.Z. versucht.

Es ergaben sich noch einige interessante Nebenergebnisse. So ist zu beobachten, dass die stromführende Plasmaschicht stets schief zwischen den parallelen Platten der Laufstrecke verläuft. Die Lage der Schicht hängt eindeutig von der Polung des Entladungskreises ab und zwar setzt die Schicht stets scharf an der Kathode an und hängt dort auch gegenüber dem diffusen Ansatz an der Anode zurück. Bewiesen wird dies durch Schmierkameraaufnahmen mit Beobachtungsspalt quer zur Ausbreitungsrichtung, durch Bildwandleraufnahmen (Belichtungszeit  $2 \cdot 10^{-8}$  sec) und durch magnetische Sondenmessungen. Ähnliche Erscheinungen wurden kürzlich in koaxialen Lauffunkenstrecken beobachtet.

## IV. Laborberichte und Veröffentlichungen

### 1. Laborberichte

- [1] IPP 3/1: Radiale Potentialverteilung im Hochstromkohlebogen  
(H. Ringler)
- [2] IPP 3/2: Eindimensionales Modell für die Aufheizung einer  
Gasströmung unter Berücksichtigung von Dissoziati-  
on und Ionisation (B. Ahlborn, M. Salvat)
- [3] IPP 3/3: Der Einfluss eines axialen Magnetfeldes auf die Ei-  
genschaften einer zylindersymmetrischen Lichtbogen-  
säule (R. Wienecke)

### 2. Veröffentlichte Arbeiten

- [4] Radiale Potentialverteilung im Hochstromkohlebogen  
(H. Ringler) Z.Phys. 169, 273-285,(1962)

Jahresbericht 1962

der

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

## I. Überblick

Der Aufbau der Ingenieur-Abteilung wurde auf der Grundlage des im letzten Jahresbericht erläuterten Organisationsplans durch die Aufnahme der Vakuumtechnik als neues Arbeitsgebiet und die Bildung der Betriebsgruppe fortgesetzt.

Aus Gründen des noch bestehenden Personal- und Raummangels konnten auch im Jahre 1962 mit Ausnahmen nur direkt auftraggebundene Arbeiten erledigt werden. Dabei nahm neben den Routinearbeiten der Bau der 1,5 MJ-Kondensatorbatterie einen sehr breiten Raum ein. Insbesondere machte das Versagen der ursprünglich für diese Batterie vorgesehenen Hydra-Stoßkondensatoren und die darauf folgende Umstellung auf solche der Firma BICC weitgehende Änderungen des Gesamtkonzepts erforderlich.

Die Untersuchungen führten zu einer im Vergleich zum ersten Projekt elektrisch günstigeren und raumsparenderen Anordnung der Anlage.

Parallel zu dieser Arbeit lief die Entwicklung des wohl technisch schwierigsten Teils der großen Stoßstromanlage, der Kollektorplatte. Diese Aufgabe wurde in enger Zusammenarbeit mit der Firma SSW und der Abteilung Prof.Fünfer bis zur Auftragserteilung gelöst.

Die zur Bearbeitung dieses und anderer Projekte notwendigen Untersuchungen geschahen nach Möglichkeit auf breiterer Basis, um gleichzeitig allgemeine Dimensionierungsgrundlagen zu gewinnen. Es sind zu erwähnen Arbeiten über die Kollektorplatte und den selektiv angepaßten Betrieb von Impulskabeln. Die letztgenannte Arbeit ist durch die Hilfe der theoretischen Abteilung sehr gefördert worden.

Der Bedarf der Plasmaphysik an Bauelementen und Geräten kann nach wie vor nur in wenigen Fällen von der Industrie gedeckt werden. Deshalb wurde die Entwicklung und Eigenfertigung solcher Hilfsmittel mit Nachdruck betrieben. Ergebnisse dieser Bemühungen sind vor allem auf den Gebieten der Elektronik, der Hochspannungstechnik, der Magnetfeldtechnik und der mechanischen Geräte zu verzeichnen. Erwähnt seien die Erweiterung der Reihe genormter elektronischer Bausteine, die koaxiale 4-Elektroden-Funkenstrecke, der Plasmaschalter, Drehspiegelkameras und der Hubwagen. Von der Magnetfeld-



technik wurden genormte Spulen für hohe stationäre Felder bereitgestellt. Dazu sind Berechnungsverfahren angegeben worden, um vorgegebene Magnetfeldkonfigurationen rasch und genau entweder wenn möglich mit Normspulen nachzubilden oder die erforderliche Spulenkonfiguration anzugeben.

Der Erzeugung hoher stationärer Felder mit Spulen kleinen Wickelvolumens war nach bisherigen Annahmen durch die maximal mögliche Stromdichte eine Grenze gesetzt. Nach den hier durchgeführten Grenzbelastungsversuchen dürfte genau wie bei der Impulsspule so auch bei stationären Spulen die Grenze durch die mechanischen Eigenschaften gesetzt sein und damit bei einigen hundert Kilogaß liegen. Trotzdem bleibt - und nicht zuletzt aus Gründen des Energiebedarfs - die supraleitende Spule interessant. Sie wurde daher in den Bereich der Untersuchungen einbezogen. Die Entwicklung einer solchen Spule für etwa 70 kG mit freier Bohrung ist nun im Gange.

Untersuchungen an industriell gefertigten Bauelementen standen, abgesehen von Entwicklungsarbeiten, im Vordergrund der nicht auftragsgebundenen Tätigkeit auf dem Sachgebiet Hochspannungstechnik. Die Ergebnisse zeigten, daß die Herstellerangaben, insbesondere bei Stoßstromkondensatoren und Ignitrons, oft sehr unzuverlässig sind. Eignungsprüfungen der Hochspannungsbaulemente sind vor deren Einsatz dringend erforderlich.

Auf der technologischen Seite wurde vor allem die Technik der Keramik-Metall-Hartlötverbindungen erfolgreich bearbeitet. Die Beherrschung dieser Technik ist beispielsweise im Hinblick auf den Bau ausheizbarer UHV-Isolierflansche von Bedeutung.

Die Zentralen Mechanischen Werkstätten, deren Betriebsleitung bei der Konstruktionsgruppe liegt, sind seit Beginn des Jahres voll einsatzfähig. In diesen Werkstätten wurden 1962 insgesamt etwa 32.600 Arbeitsstunden geleistet. Die Verteilung der geleisteten Stunden auf die Abteilungen entspricht in guter Näherung dem vorher festgelegten Schlüssel. Ähnliches gilt auch für die Schreinerei. Die Zentrale Elektro- und Elektronikwerkstatt, die der Gruppe Elektronik angeschlossen ist, stellte außer einer großen Anzahl kleiner Teile etwa 260 Geräte her. Diese hohe Produktivität ist dadurch zu erklären, daß viele der Geräte in fertigungstechnisch günstigen Serien gebaut wurden.

## II. Gruppe Projektierung

(A.Knobloch, H.Schlageter, G.Herppich)

### II.1. Arbeiten im Zusammenhang mit der 1,5 MJ-Stoßstromanlage

Im Mittelpunkt des Arbeitsbereiches "Projektierung" stand 1962 die 1,5 MJ-Stoßstromanlage, die im November 1961 in Auftrag gegeben worden war und im Herbst 1963 betriebsbereit sein soll. Es wurden dabei folgende Arbeiten geleistet :

#### Kollektor

In Zusammenarbeit mit SSW Festlegung der Bemessungsregeln und Daten für den Kollektor (Kollektorlänge vom Benutzer auf 3 m reduziert). Auftragserteilung an SSW im Oktober 1962. Lieferzeit etwa 1 Jahr. Klärung der bauseits erforderlichen Maßnahmen wegen des Kollektorgesamtgewichts von 60 t.

#### Kabel und Kabelführung

Klärung der Prüfvorschriften für die SSW-Stoßkabel mit Endverschlüssen; Festlegung des endgültigen Bestellumfangs einschließlich Reserve (ca. 500 m und Armaturen). Auftrag an SSW über Planung und Ausführung der Kabelhalterung zwischen Batterie und Kollektor; hieraus ergeben sich die endgültigen Einzelkabel­längen. Es sind 9 verschiedene Kabellängen erforderlich.

#### Kondensatorgestelle und Kondensatoren

Neudisposition mit horizontaler Kabelführung im Bereich der Gestelle, nachdem sich Mitte des Jahres herausstellte, daß die ursprünglich vorgesehenen Hydra-Kondensatoren die erforderliche Lebensdauer von 100 000 Entladungen bei 30 kV nicht erreichten. Aufgrund der höheren Energiedichte der BICC-Kondensatoren Änderung der Daten des Einzelkondensators so, daß bei Beibehaltung der Aufteilung der Batterie in 252 Gruppen 10 statt vorher 12 Kondensatoren auf eine Gruppe entfallen. Technische Klärung der Kondensatoren und Bandleiter zusammen mit Gruppe Hochspannungstechnik und Auftragserteilung an BICC. Gemeinsam mit Abteilung Prof.Fünfer Errichtung eines Versuchsgestells für die Neudisposition und Durchführung von Vorversuchen.

### Beschaltungskondensatoren

Bau eines Kompensationskondensators (Spannungsfestigkeit 20 kV) mit Serienwiderstand nach Daten aus Niederspannungs-Modellversuchen. Probetrieb mit diesem Kondensator am oben erwähnten Versuchsgestell (bei 15 kV) sowie auch am vorübergehend wieder aufgebauten Stuttgarter Versuchsgestell. Dimensionierung für optimale Reduktion der Spannungsüberhöhungen durch Kabelreflexion. Fertigungsauftrag an Gruppe Hochspannungstechnik.

### Sicherheitseinrichtung

Technische Klärung zusammen mit AEG.

### Hubwagen

Technische Klärung zusammen mit Gruppe Konstruktion.

### Magnetfeldbatterie

Festlegung der Batteriedaten, technische Vorklärung zusammen mit Gruppe Hochspannungstechnik.

### Krananlage

Auftrag auf Änderung der Krananlage in Halle L 2 an Firma Demag gemäß den Erfordernissen der Kollektormontage.

### Terminplan

Der Terminplan sieht eine Fertigstellung der Anlage ohne Kabel und Kollektor Ende Mai 1963 vor. Anschließend sollen die fertigen Kondensatorgruppen geprüft sowie die Sicherheitseinrichtungen auf ihre Funktion untersucht werden. Die Anlage ist gemäß Plan im September 1963 fertig montiert. Wegen der Terminfrage, die im wesentlichen von SSW (Kabel, Kollektor) abhängt, wurden gegenüber dieser Firma besondere Vorstellungen gemacht.

## II.2. Untersuchungen zu Teilfragen der 1,5 MJ-Batterie

Einige der bei der Dimensionierung der 1,5 MJ-Batterie auftretenden Teilprobleme wurden allgemeiner als unmittelbar notwendig untersucht, um gleichzeitig auch Dimensionierungsgrundlagen für Entladungseinrichtungen ähnlicher Art zu schaffen :

### Messungen an Manganinblech-Modellen

über die elektrische Strömungsverteilung in verschiedenen Kollektoranordnungen (Institutsbericht IPP/4/6).

### Untersuchung von Kabelreflexionen

und deren Abhängigkeit von den Kreisparametern durch Messung an Niederspannungsmodellen und vergleichende Berechnungen. In Zusammenarbeit mit der Theoretischen Abteilung (siehe den Jahresbericht der Theoret. Abtlg., Abschn. IV.1) wurde angestrebt, den Einfluß der Kreisdämpfung rechnerisch zu erfassen.

### Entwicklung von Niederspannungsschaltkreisen

mit Quecksilberschaltern, die eine Nachbildung der 1,5 MJ-Anlage mit Zusatzbatterien im Original-Zeitmaßstab ermöglichen. Bis jetzt erreichter Jitter je Schalter :  $\pm 2$  /usec.

Messungen an einem Modell der 1,5 MJ-Batterie mit Zusatzbatterien unter Verwendung der Quecksilberschalter, insbesondere zur Dimensionierung der erst vorläufig bestimmten Vorionisationsbatterie (im Gange).

## II.3. Sonstige Arbeiten

Neben den Arbeiten für die große Batterie wurden Beiträge zu folgenden Experimenten geleistet :

### Torus- $\theta$ -Pinch MPI

Festlegung der Daten der Haupt- und Zusatzbatterien und Entwicklung eines Meßverfahrens zur Nachbildung des Torus-Vakuumfeldes im Trog.

### Caesium-Plasma

Technische Klärung, Bestellung und Montage der Stelltrafo-Anlage. Entwurf der Steuerung.

## III. Gruppe Konstruktion

(G.Wulff, O.Bartl, E.Breit, K.Ehmann, W.Ertl, G.Kaspar, G.Thater, A.Wasner, E.Weinert)

Diese Gruppe ist für die Betriebsleitung der Zentralen Werkstätten mit Ausnahme der Elektro- und Elektronik-Werkstatt zuständig. Aus der großen Zahl der Konstruktionsarbeiten seien folgende herausgegriffen :

Drehspiegelkamera mit 75 mm Spiegeldurchmesser (Abb.1)

n = 20 000 U/min

(Ger.Nr.21, F.Nr.10)

Drehspiegel mit Außenlagerung (Abb.2)

n = 18 000 U/min in Luft

n = 24 000 U/min in Helium

(Ger.Nr.39, F.Nr.132)

Turbine für Trommelkamera (Abb.3)

n = 40 000 U/min

Preßluftdruck in den Lagern 1,5 atü; Preßluftdruck für den Antrieb 7 atü; Preßluftbedarf für den Läufer ca. 25 Liter/sec.

(Ger.2, F.Nr.173)

Polaroid-Kameraansatz für Spektrographen (Abb.4)

(Ger.Nr.7, F.Nr.215)

Gerät für Lichtspaltverstellung (Abb.5)

Größte Öffnung 20 mm, Schneidenlänge 30 mm, Verstellung von 1/100 zu 1/100 mm bei voller Parallelität der Schneiden

(Ger.Nr.52, F.Nr.361)

Indirekt beheizte, wassergekühlte Glühkathode zur stationären Gasentladung (Abb.6)

(Ger.Nr.58, F.Nr.126)

2-Achsen-Support, von elektrischem Motor angetrieben

für Elektrolyt-Trog

(Ger.Nr.31)

4-Elektroden-Funkenstrecke

für 10 - 40 kV, 100 kA

(Ger.Nr.20a)

Hubwagen (Abb.7)

mit und ohne Tischaufsatz; Tischgröße 1000 x 1500 mm; Tisch-Längsverschiebung  $\pm$  150 mm, Tisch-Querverschiebung  $\pm$  80 mm; Schwenkung des Tisches in Längsachse aus der Waagrechten um 10°; Bauhöhe 812 mm, ausgefahrene Höhe 1712 mm, Nutzlast 300 kg.

(Ger.Nr.29)

Abschirmkörper für 200 kV-Beschleunigeranlage (Abb.8)

und Einbau von Überwachungsinstrumenten und deren Bildübertragung durch Fernsehkamera an das Schaltpult

(Ger.Nr.37)

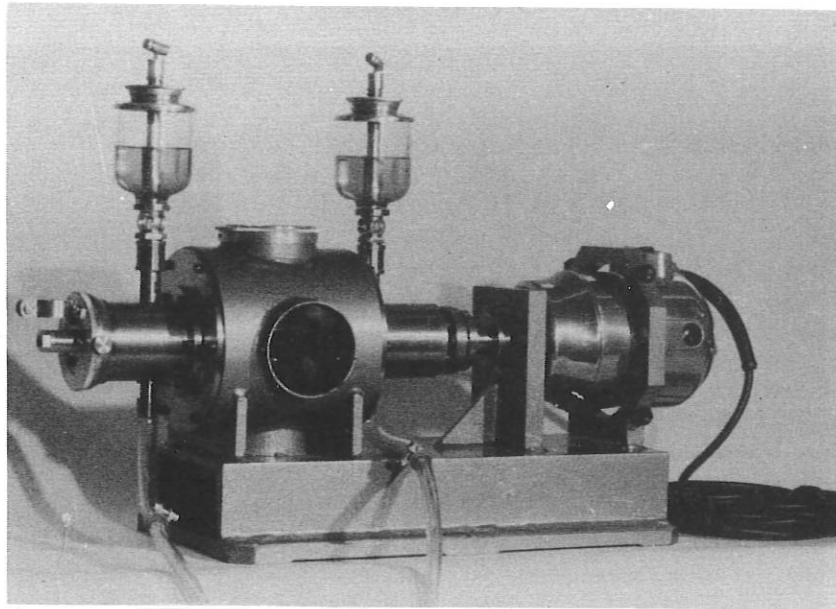


Abb. 1  
Drehspiegelkamera

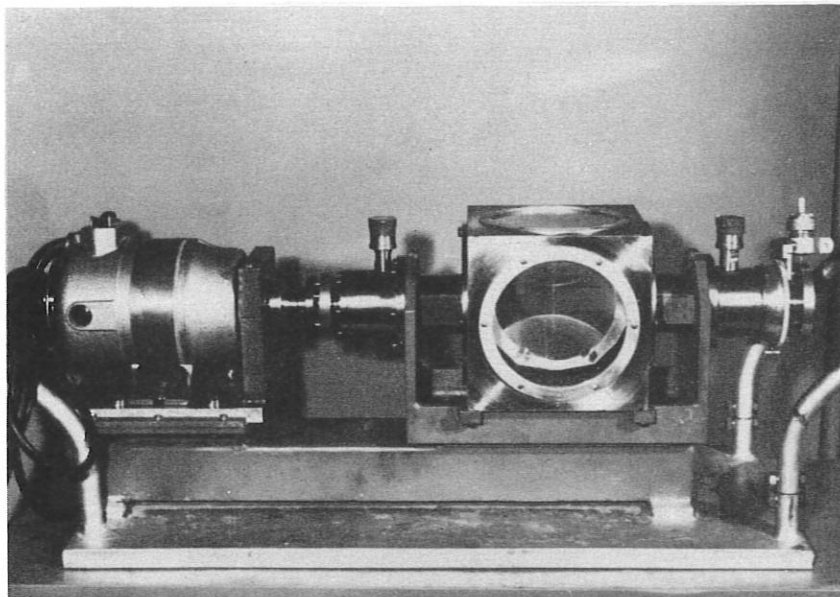


Abb. 2  
Drehspiegel mit Außenlagerung

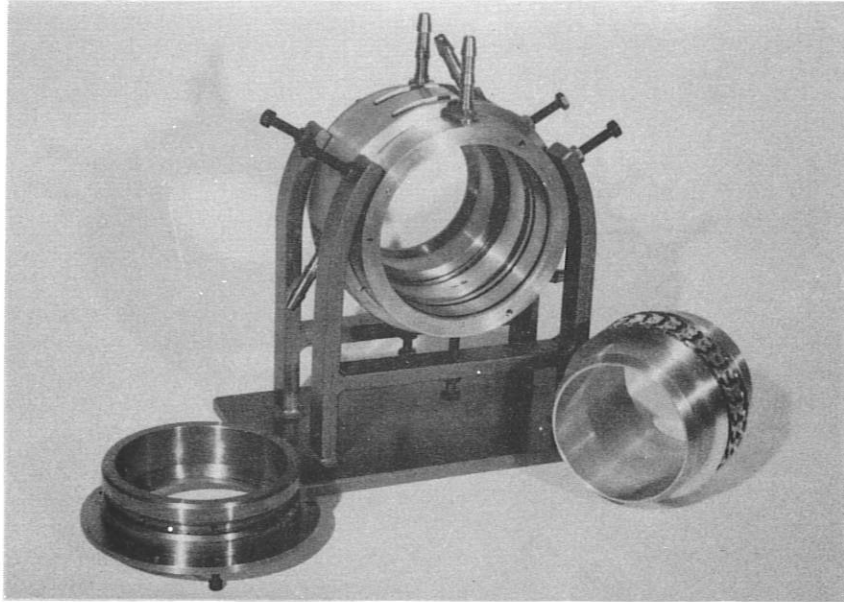


Abb.3

Turbine für Trommelkamera

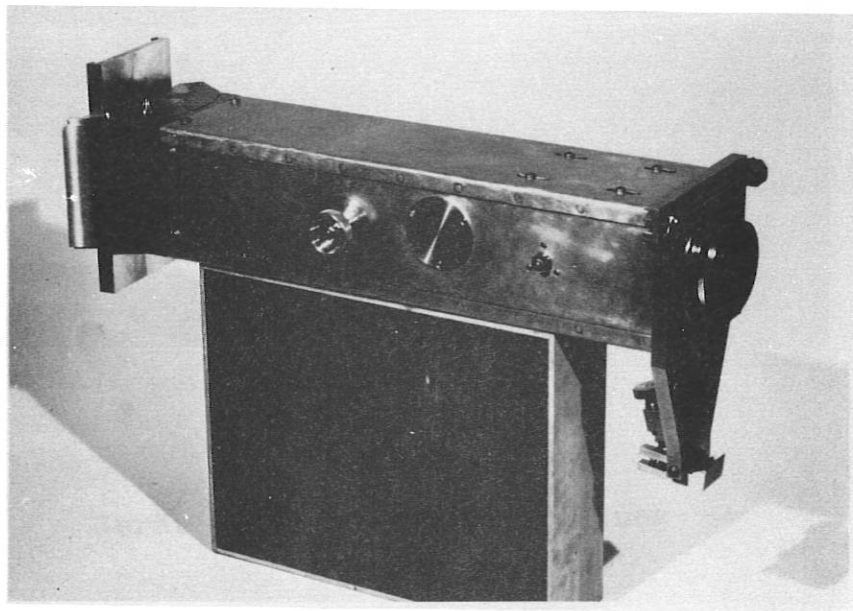


Abb.4

Polaroid-Kameraansatz für Spektrographen

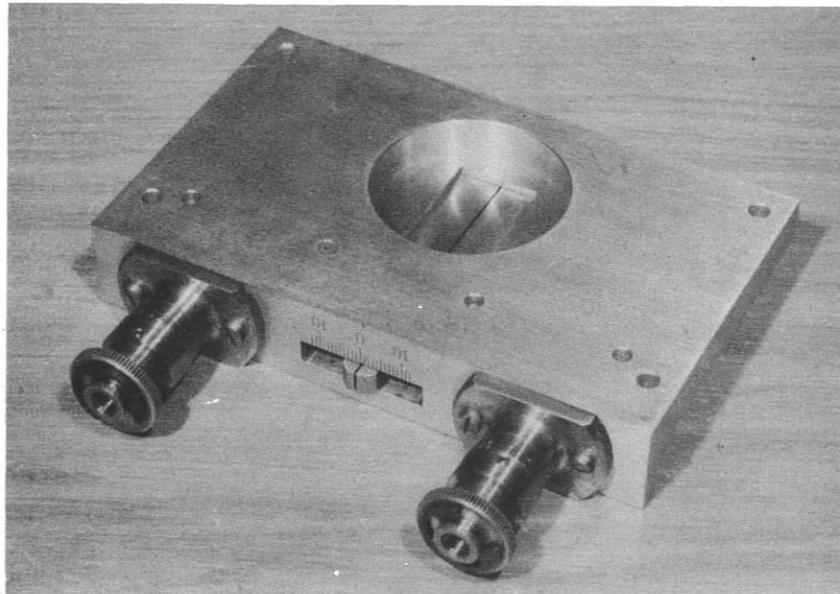
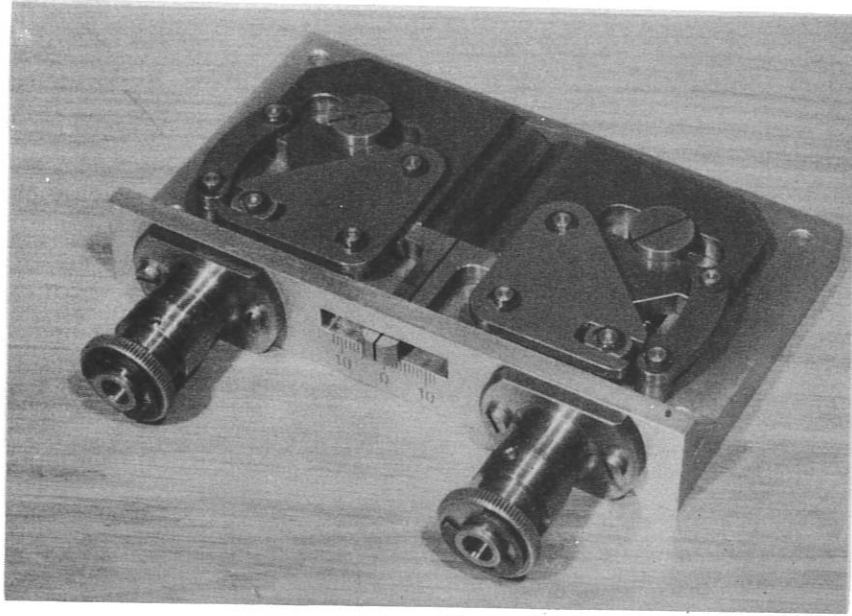


Abb.5

Gerät für Lichtspaltverstellung



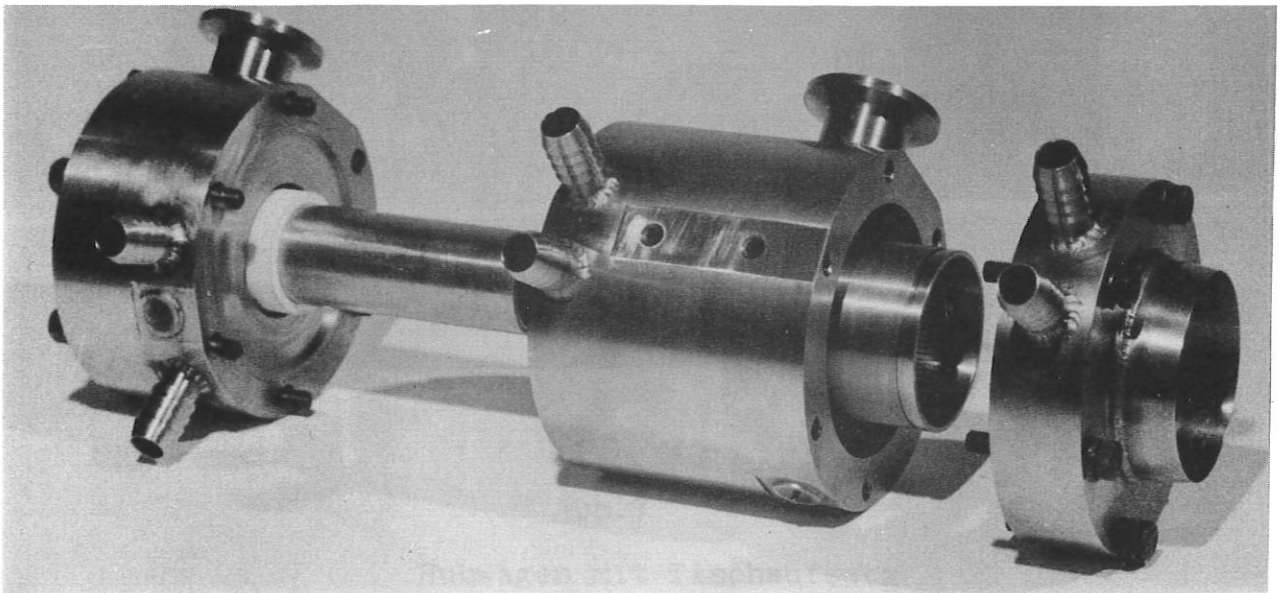
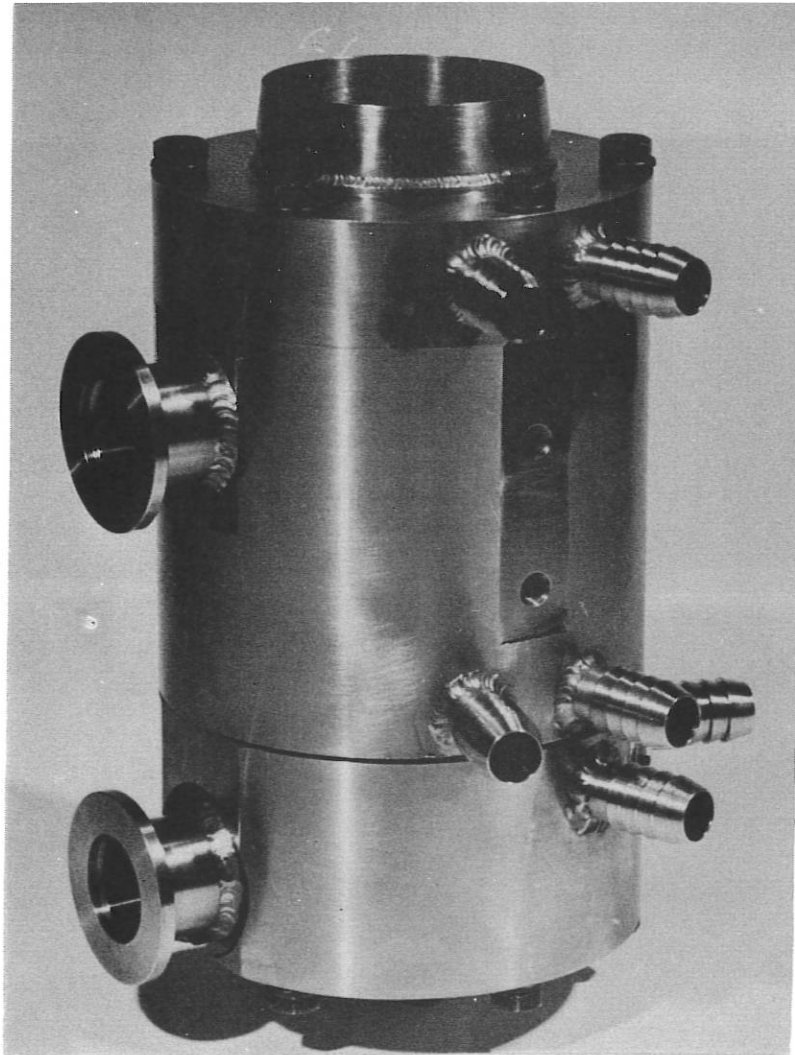


Abb.6

Indirekt beheizte, wassergekühlte Glühkathode  
zur stationären Gasentladung

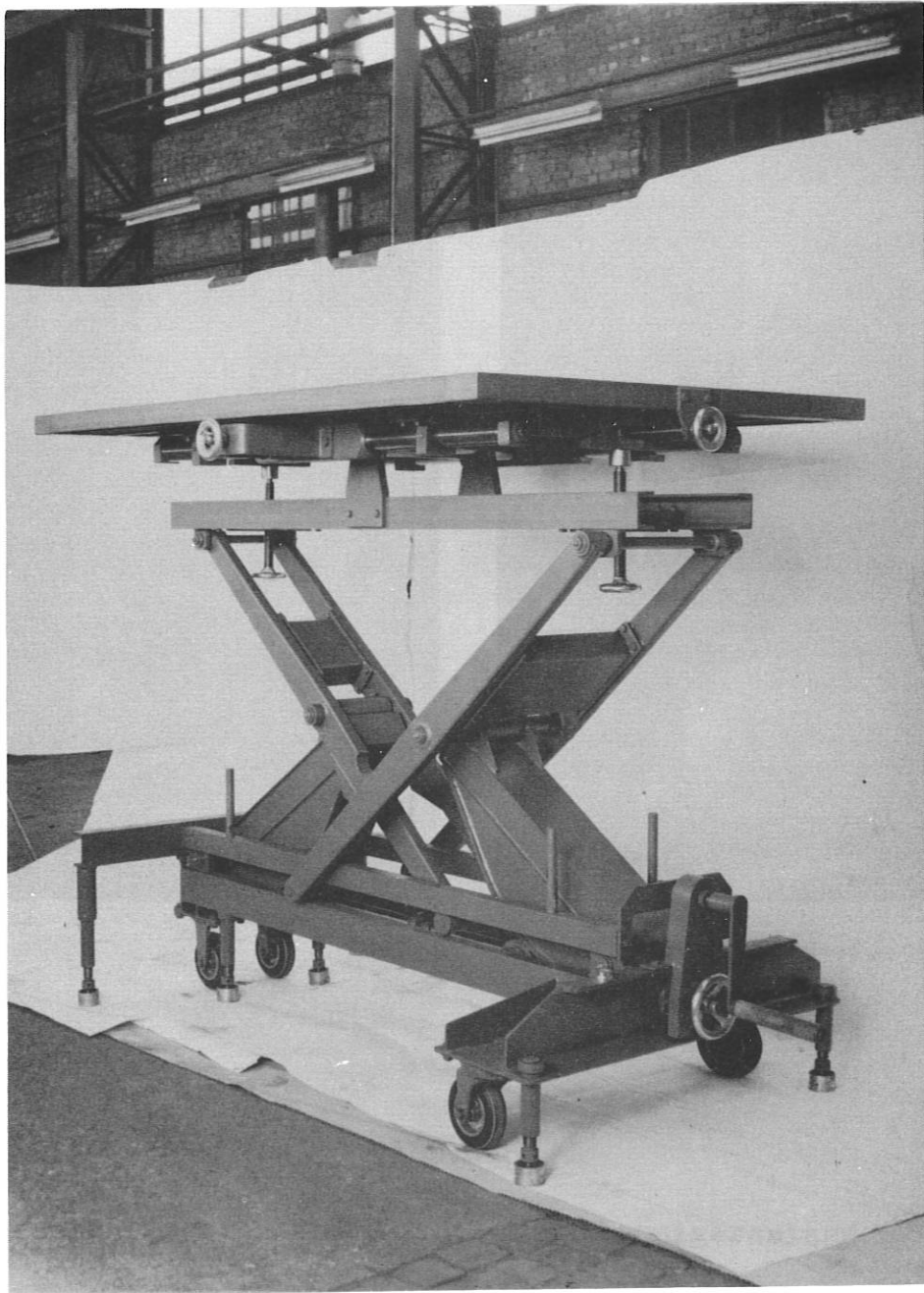


Abb.7

Hubwagen mit Tischaufsatz

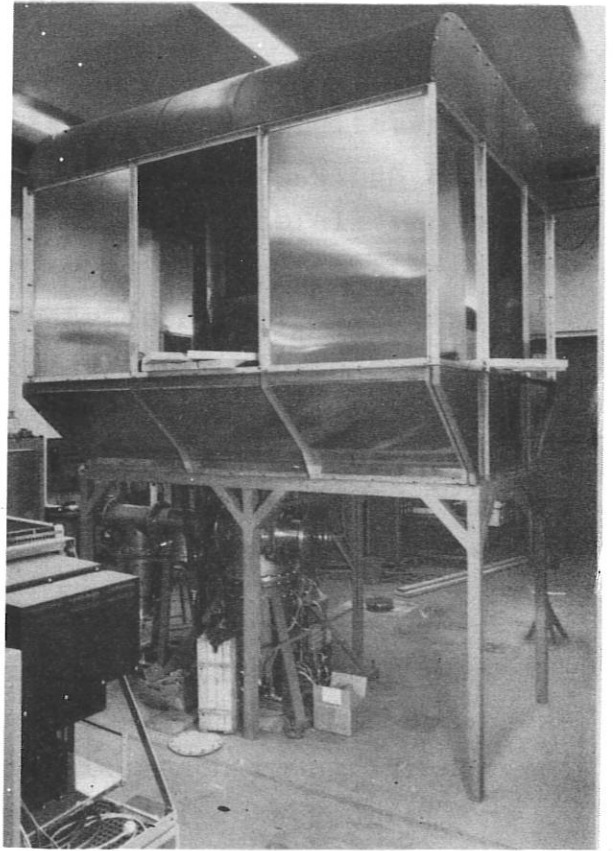
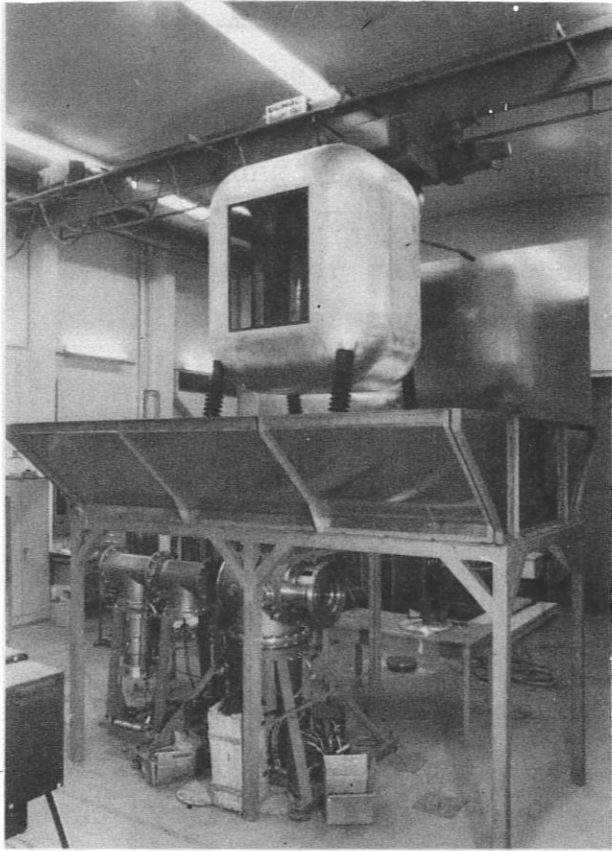


Abb.8

Abschirmkörper für 200 kV-Beschleunigeranlage

#### IV. Gruppe Hochspannungstechnik

(R.C.Kunze, M.Brandstetter, J.Bäumler)

##### IV.1. Magnetfeldbatterie für Abteilung Prof.Fünfer

Es wurde eine Magnetfeldbatterie zur Erweiterung eines bereits vorhandenen Experiments gebaut. Die Batterie arbeitet mit einer Ladespannung von 2,5 kV und dient zur Erzeugung eines Feldes von 5 kG für eine Zeit von 50  $\mu$ sec bei einem Feldabfall von maximal 10 %. Wegen der galvanischen Verbindung zur Hauptbatterie, die mit einer Ladespannung von 50 kV betrieben wird, sind die 6 parallelen Zweige über entsprechend dimensionierte Serieninduktivitäten angeschlossen. Steuerung und Ladung der Batterie erfolgen, auch hinsichtlich des Zusammenspiels mit der Hauptbatterie, vollautomatisch.

##### IV.2. 200 kV-Beschleuniger für Abteilung Dr.v.Gierke

Für einen 200 kV-Beschleuniger wurde die Steuerung entworfen und deren Bau in Angriff genommen. Außerdem wurde in Zusammenarbeit mit der Konstruktionsgruppe die Abschirmung für die auf 200 kV liegende Stromversorgung des Experiments konstruiert (im Aufbau). Siehe Abb.8 unter II.2.

##### IV.3. 150 kV-Beschleuniger für Abteilung Dr.v.Gierke

Für diesen Beschleuniger wurden ebenfalls die Steuerung und die Abschirmteile gemeinsam mit der Konstruktionsgruppe erstellt.

##### IV.4. Arbeiten im Zusammenhang mit der 1,5 MJ-Stoßstromanlage

In Zusammenarbeit mit der Gruppe Projektierung, der Abteilung Prof.Fünfer und der Firma SSW wurden Probleme der Isolation bei Bandleitern, Kondensatorklemmen und der Kollektorplatte durch Laborversuche gelöst. Außerdem wurden die Kondensatoren der Hauptbatterie in Dauerversuchen getestet. Dabei wurde die mangelhafte Eignung der Hydra-Kondensatoren, die ursprünglich vorgesehen waren, festgestellt. Die ersten Abnahmeprüfungen bei der Firma BICC, der jetzigen Lieferfirma der Kondensatoren, wurden durchgeführt mit dem Ergebnis, daß diese Kondensatoren eine höhere als die garantierte Lebensdauer haben.

Unter Zugrundelegung der von der Gruppe Projektierung ermittelten Kennwerte wurde der Beschaltungskondensator (siehe II.1) gemeinsam mit der Konstruktionsgruppe entwickelt. Der Kondensator muß bei einer Eigeninduktivität von weniger als 10 nH, einer Kapazität von 0,15  $\mu$ F und einem eingebauten Reihenwiderstand von 0,8  $\Omega$  spannungsfest bis 50 kV sein und auf kleinstem Raum unterbracht werden. Das erste Muster ist in Einzelteilen bei SSW zum Zusammenbau und zur Erprobung bereit.

Außerdem wurde die zur 1,5 MJ-Anlage gehörige Magnetfeldbatterie entworfen. Diese Batterie wird in der 3 m langen Spule ein Feld von maximal 3,4 kG nach einer Anstiegszeit von 10  $\mu$ sec erzeugen. Zugehöriger Scheitelstrom : 720 kA. Die Zeitkonstante des Feldabfalls beträgt ca. 70  $\mu$ sec. Die Batterie hat eine Ladespannung von 9 kV und besteht aus 30 parallelen Kondensatoren zu je 30,9  $\mu$ F. Der gewünschte Feldabfall wird durch eine Crowbar-Schaltung erreicht, deren Welligkeit kleiner als 4 % ist. Die Verbindung zum Hauptentladungskreis erfolgt über Koaxkabel und Serieninduktivitäten.

#### IV.5. Untersuchungen an Impulsignitrons

Betriebserfahrungen mit den bei uns verwendeten Ignitrons WX 4231 (Westinghouse) ergaben, daß deren Zündverhalten unerwartet stark von der Gefäßtemperatur abhängt und die Lebensdauer sehr viel geringer als die garantierte ist. Das Bauelement wurde daraufhin eingehend untersucht und als ungeeignet für die Verwendung in schnellen Entladungseinrichtungen befunden, weil die Durchzündrate nach 300 Entladungen mit  $\hat{I}_{\max} = 100$  kA unzulässig hoch wird. Außerdem beträgt die Zündstreuung bei einer Gefäßtemperatur von 16°C bereits 0,5  $\mu$ sec, während sie bei 25°C noch bei 50 nsec liegt. Ein Betrieb bei 25°C setzt aber die Spannungsfestigkeit auf einen nicht mehr zulässigen Wert herab.

Ein ebenfalls untersuchtes Ignitron der Firma General Electric mit Molybdän-Anode hat demgegenüber eine Lebensdauer von mindestens 5000 Entladungen und kann ohne nachweisbare Verminderung der Sperrspannung bzw. Erhöhung der Durchzündrate auch bei 25°C betrieben werden. Die Verwendung dieses Ignitrons ist auch in schnellen Batterien möglich, sofern eine Gefäßheizung mit Temperatursteuerung vorgesehen wird (siehe Institutsbericht IPP/4/5).

#### IV.6. Koaxiale Funkenstrecken

Insbesondere bei den Bausteinbatterien (siehe letzter Jahresbericht) machte sich das im vorigen Abschnitt beschriebene Verhalten der Ignitrons unangenehm bemerkbar. Die Entwicklung einer koaxialen 4-Elektroden-Funkenstrecke zum Ersatz der Ignitrons wurde daher sofort in Angriff genommen. Die Dauerprüfung des ersten Musters begann im November. Bis Ende des Jahres wurden 25 000 Entladungen mit 100 kA erreicht, ohne daß Abnützungerscheinungen festgestellt wurden.

##### Kenndaten :

Statische Überschlagspannung :	22	kV
Betriebsspannungsbereich (ohne Veränderung der Einstellung) :	14-18	kV
Zeitstreuung :	$\leq$ 10	ns
Mittlerer Zündverzug :	50	ns

#### IV.7. Ladewiderstände

Bei Stoßbelastung mit Überspannungen und hohen Energien sind Draht- und Schichtwiderstände wenig betriebssicher. Es wurden nun Wasser- und Massewiderstände entwickelt, die bis zum 40-fachen der Nenndauerleistung im Stoß sicher überlastbar sind.

#### IV.8. Plasmaschalter

Das Labormodell, über das auf der Pariser Tagung (April 1962) berichtet wurde, wird z.Z. weiterentwickelt. Dazu wird zunächst ein weiteres Modell mit verkleinerter äußerer Induktivität gebaut, bei dem auch andere Elektrodenmaterialien erprobt werden sollen. Der Schalter ist z.Z. im Aufbau.

Gleichzeitig wurde auch die Entwicklung günstiger Plasmakanonen begonnen, die einen kräftigen Plasmastrahl bei kleinem Jitter und Delay und geringem Abbrand abgeben. Z.Z. wird ein Prüfstand für Plasmakanonen aufgebaut.

#### IV.9. Prüfung von Bauelementen

Wie schon bei den Kondensatoren für die 1,5 MJ-Anlage zeigte sich auch bei den MP-Kondensatoren der Firma Bosch, daß die garantierten

Entladezahlen bei weitem nicht erreicht werden. Bei den MP-Kondensatoren lag die erreichte Entladezahl bei 1,5 - 5 % des garantierten Wertes. Lediglich ein Kondensator erreichte 25 %, also 25 000 Entladungen, bis zum Defekt. Diese Kondensatoren waren bisher in größerem Umfang im IPP eingesetzt. Durch ihren Defekt traten in den jeweiligen Versuchen erhebliche Ausfallzeiten auf. In Zukunft sollen nur noch geprüfte Bauelemente verwendet werden. Die dazu erforderlichen automatischen Prüfstände sind zum Teil fertiggestellt und zum Teil im Bau.

## V. Gruppe Elektronik

(A.Steinhausen, B.Heinc, F.Hofmeister, K.Maischberger)

In diesem Jahr wurde viel Zeit darauf verwendet, die 1961 entwickelten Geräte in fertigungstechnischer Hinsicht zu verbessern und konstruktiv zu erfassen. Außerdem lag die Betreuung und Einarbeitung der Elektro- und Elektronik-Werkstatt bei der Elektronik-Gruppe.

### V.1. Impulsverstärker (Abb.9)

Mit Rücksicht auf den hohen Störpegel wurde der Triggerpegel für die normierten Geräte auf +100 bis 300 V festgelegt. Um eine Anpassung an die Transistorgeräte zu erreichen und auch mit anderen niedrigen Impulsspannungen, wie z.B. mit Impulsen von Multipliern, auslösen zu können, wurde ein Impulsverstärker mit folgenden Daten entwickelt :

Eingangsspegel stufenweise wählbar  $\pm 0,5$  V bis  $\pm 20$  V

Ausgangsimpuls " " +100 bis 400 V (Anstieg ca.20 ns)

Durchlaufverzögerung etwa  $0,2/\mu\text{s}$ .

### V.2. Trigger- und Speisegerät 3,2 kV (Abb.10)

Diese Geräte finden zur Ansteuerung von Ignitron-Röhren Verwendung. Bei einem leistungslosen Eingangsimpuls von mindestens + 100 V wird ein Triggerimpuls von -3,2 kV erzeugt. Der Strom ist auf 90 A begrenzt. Die Durchlaufzeit liegt bei  $0,2$  bis  $0,4/\mu\text{s}$ . Für 4 Geräte ist nur ein Speisegerät erforderlich.

### V.3. Zeitverzögerungsgerät (Abb.11)

In Ergänzung zu dem im Vorjahr erwähnten Zeitverzögerungsgerät mit Zeiten von : stetig 0,5 bis 1,5  $\mu$ s; 10 Stufen von 1  $\mu$ s und 10 Stufen von 10  $\mu$ s, wurde ein Gerät mit um den Faktor 10 längeren Zeiten und ein weiteres Gerät mit um den Faktor 1/10 kürzeren Zeiten gebaut:

stetig 0,5 bis 10,5  $\mu$ s; 10 Stufen v. 10  $\mu$ s u. 10 Stufen v. 100  $\mu$ s  
stetig 0,1 bis 0,2  $\mu$ s; 10 Stufen v. 0,1  $\mu$ s u. 10 Stufen v. 1  $\mu$ s

### V.4. Bildwandler für Kurzzeitphotographie (Abb.12)

Von dem im Vorjahr entwickelten Dreibild-Bildwandler sind insgesamt drei gebaut und am Experiment erprobt worden. Für kürzere Belichtungszeiten wurde ein Kabelpulser entwickelt. Mit ihm können Belichtungszeiten von 10 bis 50 ns erzielt werden (Anstieg 3 ns, Abfall 5 ns).

### V.5. Bildverstärker (Abb.13)

Der Bildverstärker mit der Röhre TH 9453 wurde fertiggestellt. Eine passende Kamera mit einem Twin 2 x 0,75 Apertur ist im Bau. Entgegen der Planung von 1961 wurde mit dem Bau eines Bildverstärkers mit einer 6-stufigen Röhre P 829 der Firma English Electric Valve begonnen.

### V.6. Lichtpulser II (Abb.14)

Mit diesem Gerät kann kurzzeitig ein Lichtfleck auf einen Phosphorschirm einer Kathodenstrahlröhre erzeugt werden.

Durchmesser der Lichtquelle 3 - 4 cm

Impulslänge stufenweise einstellbar von 2 bis 1000  $\mu$ s

Anstiegszeit 0,1  $\mu$ s

Intensität größenordnungsmäßig 20 Lumen

Der Lichtpulser soll bei der Durchmessung von photoelektrischen Bauelementen, wie Bildwandlerröhren, Multipliern, Photozellen und Halbleitern, verwendet werden.



#### V.7. Rechteck-Stromgenerator

zur Erzeugung eines gepulsten Magnetfeldes. Bei einmaliger optischer Auslösung werden 10 Impulse mit einer Folgefrequenz von 500 Hz von 30 A an  $0,1\Omega$  Außenwiderstand abgegeben.

#### v.8. Kondensatorbatterie mit Quecksilberschalter und Crowbar-Quecksilber-Thyratron (Abb.15)

Batterie  $480\mu\text{F}/1000\text{ V}$   
Crowbar-Verzögerungszeit einstellbar von 1 bis 100 ms  
Abschaltzeit  $\leq 10\mu\text{s}$ .

#### V.9. Impulstransformator

passend für Triggergeräte 14 kV.  
Spannungsübersetzung 1 : 1  
Anstieg des Ausgangsimpulses an  $150\Omega$  etwa 30 ns

#### V.10. Pumpensteuerung (Abb.16)

Diese Steuerung wurde universell für alle Vakuum-Pumpstände ausgelegt. Die Erfordernisse wurden von der Gruppe Vakuumtechnik ermittelt. Der 19"-Einschub wurde besonders kurz gehalten, um auch einen Einbau direkt in Pumpstände zu ermöglichen.

Funktionen : Anschluß von Pumpen, Ofensteuergerät etc., Versorgung von Belüfungs- und Kühlwasserventil, Phasenwächter etc.

#### v.11. Experimentierverteilungen (Abb.17)

Die Verteilungen wurden in Zusammenarbeit mit der Gruppe Konstruktion und dem Architekten Dipl.-Ing. Breukel für das Ingenieur-Gebäude entworfen.

Im Gegensatz zu den bisher üblichen können diese Verteilungen auf Fensterbretter, Tische etc. aufgestellt werden. Sie können über ein 5 m langes Kabel an eine Drehstromsteckdose angeschlossen werden. Es soll auf diese Weise gewährleistet werden, daß die Verteilungen auch wirklich an die richtige Stelle kommen. Es sind zwei Ausführungen gebaut worden : normale Experimentierverteiler und Experimentierverteiler mit zusätzlichem Notstrom-Versorgungsteil.

#### V.12. Netzverteiler (Abb.18)

für Rackeinbau, Dreh- und Wechselstrom-Steckdosen und Anschluß für 110 V-Wechselstrom-Geräte.

#### V.13. Laser (Bild 19)

Es wurde ein Rubin-Laser gebaut. Er sollte dem Studium dieser Materie dienen. Zu seinem Bau wurden vorwiegend Bauteile mit kürzesten Lieferzeiten verwendet. Die Anordnung besteht im wesentlichen aus :

Ladegerät 2 bis 3 kV - stromstabilisiert 125 mA,

Kondensatorbatterie mit 6 Einheiten von 500 J bei 2,5 kV, wahlweise schaltbar,

Lasergefäß: Hohlzylinder, poliert und versilbert, mit ringförmigen Blitzlampen, zwischen Laser und Blitzlampen Wasserkühlung.

#### V.14. Kaltkathoden-Thyratron HSR2 (Cerberus)

Das Thyatron wurde eingehend untersucht. Es ist als Schaltröhre für 1 kJ bei 2 bis 2,5 kV verwendbar. Bei geeigneten Zündimpulsen können Zündverzögerungen unter  $10 \mu\text{s}$  erreicht werden. Die Streuzeiten sind dann kleiner als  $1 \mu\text{s}$ . Gegenüber Ignitrons zeichnet sich das Kaltkathoden-Thyratron durch größere Handlichkeit aus.

#### V.15. Universal-Prüfstand für die Ing.-Abteilung (Abb.20)

Als Beitrag der Elektronik-Gruppe wurden hierzu vorwiegend die normierten Geräte dieser Gruppe sinnvoll kombiniert. In zwei 19"-Gestelle wurden u.a. folgende Geräte angeordnet :

Impulsverstärker, Zeitverzögerungsgeräte aller drei Zeitbereiche, Triggergeräte 3,2 kV, Triggergeräte 14 kV, 2 x 10 Kanal-Impuls-generatoren, Netzverteiler.

Neu kamen hinzu : 1 Netzverteiler mit regelbarem Spartransformator  $3 \times 220 \text{ V} \pm 5 \%$ ; 1 Blockschaltbild, das der jeweiligen elektrischen Schaltung anpaßbar ist.

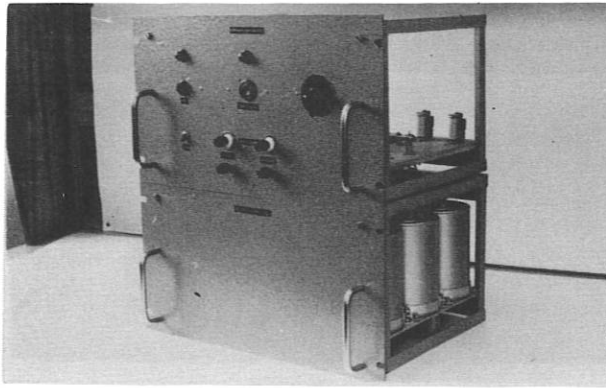


Abb. 15

Batterie m. Quecksilberschalter  
und Crowbar-Thyratron

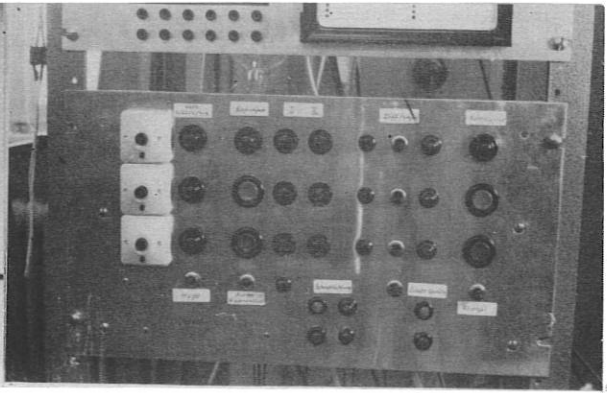


Abb. 16

Pumpensteuerung

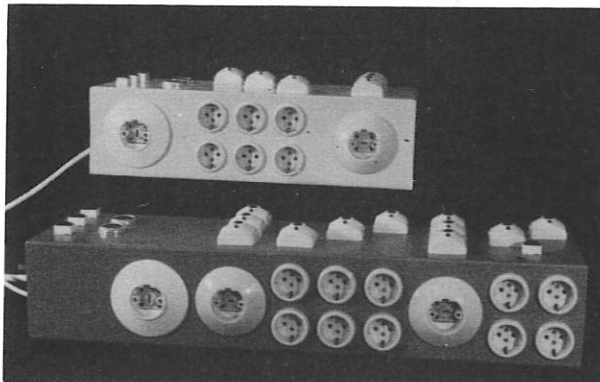


Abb. 17

Experimentierverteilungen

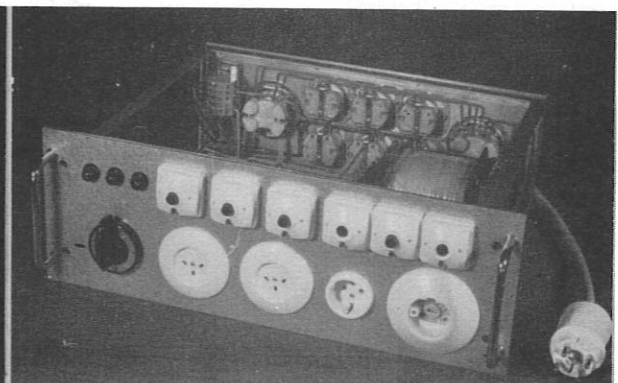


Abb. 18

Netzverteiler

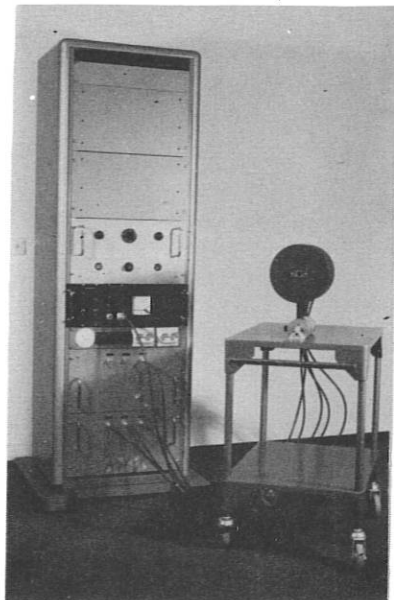


Abb. 19

Rubin-Laser

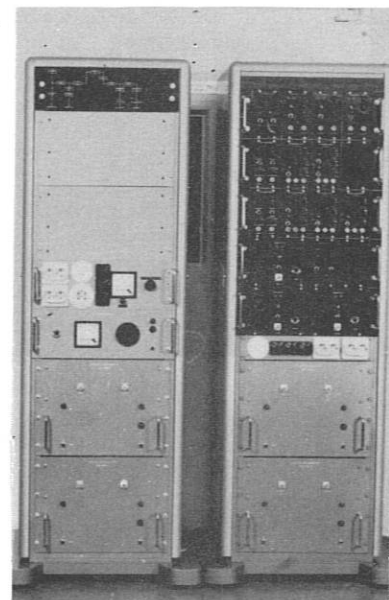


Abb. 20

Universal-  
Prüfstand

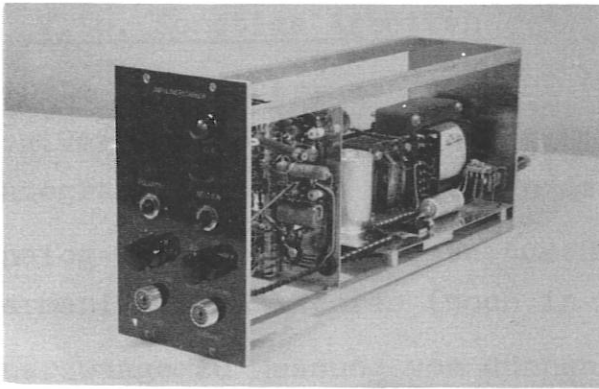


Abb. 9  
Impulsverstärker

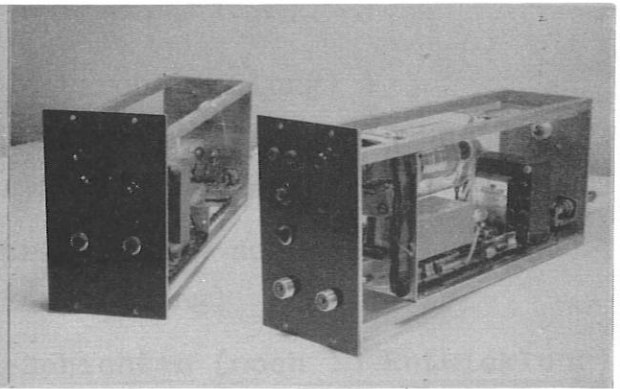


Abb. 10  
Trigger-und Speisegerät  
3.2 kV

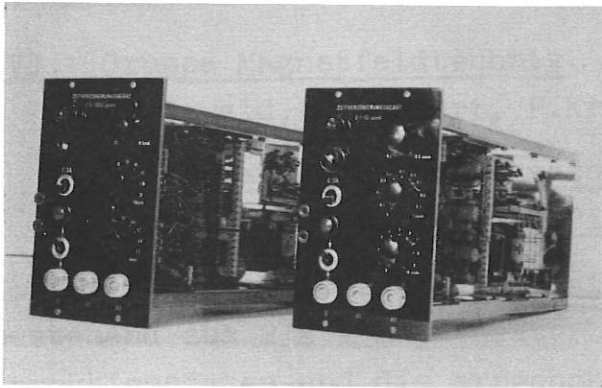


Abb. 11  
Zeitverzögerungsgeräte  
0,1-11,us und 0,5-1110,us

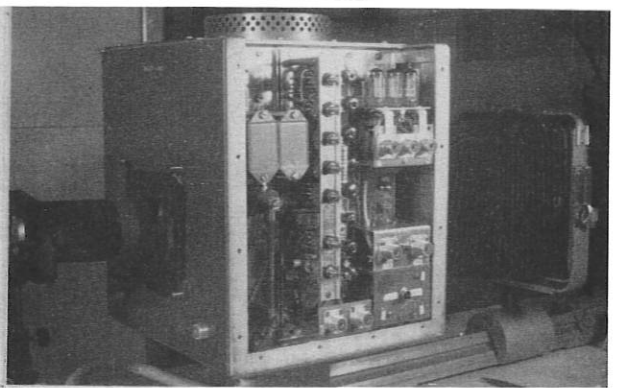


Abb. 12  
Dreibild-Bildwandler  
(Seitenansicht m. Kabelpulser)



Abb. 13  
Bildverstärker

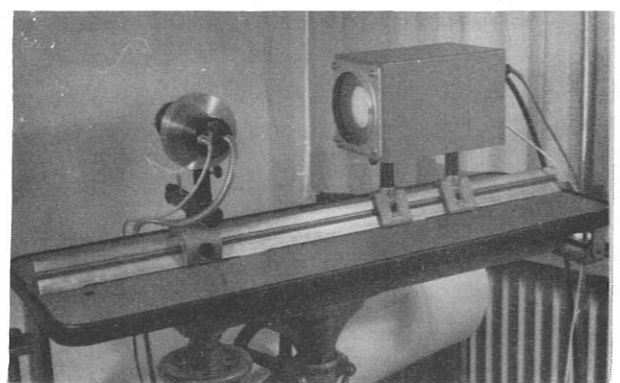


Abb. 14  
Lichtpulser II

## V.16. Sonstige Arbeiten

Geräte nach Unterlagen vom MPI (Weiterentwicklung) :

Log.Verstärker für Eingangsströme von  $10^{-10}$  bis  $10^{-5}$ A und  
Integralrechner zum Auswerten der Abel'schen Integralgleichung.

Analog-Modell, verbesserte Ausführung durch neue Silizium- und  
Germanium-Transistoren (noch in Entwicklung)

Quarzwaage zu Messung von dünnen Schichten (noch in Entwicklung)

Überstromrelais zum Schutz von Sonden (noch in Entwicklung).

## VI. Gruppe Magnetfeldtechnik

(B.Oswald, H.Lohnert, P.Krüger)

### VI.1. Aufbau einer Kondensator-Impulsanlage für ein toroidales $\theta$ -Pinch-Experiment

Im Max-Planck-Institut für Physik wurde eine Kondensatorbatterie,  
bestehend aus 2 x 4 Kondensatorbausteinen, aufgebaut. Die Kon-  
struktionsdaten und die errechneten Betriebswerte wurden bereits  
im letztjährigen Tätigkeitsbericht der Abteilung Experimental-  
physik des MPI aufgeführt.

Nach dem Aufbau der Anlage ließen sich folgende Betriebsdaten  
realisieren :

Kurzschlußfrequenz von 4 parallelen Kondensatoreinheiten (Energie-  
inhalt 5000 Ws) : 100 kHz (Kurzschluß am Kollektor)

Kurzschlußfrequenz der Crowbar-Kreise : 200 kHz.

Bei den Proben ergaben sich zunächst Schwierigkeiten hinsichtlich  
der Spannungsfestigkeit der verwendeten Ignitrons. Der Jitter der  
parallelen Schaltelemente konnte, bezogen auf die Anstiegsfrequenz  
im Betriebsfall, mit Hilfe erhöhter Zündenergie hinreichend klein  
gehalten werden.

### VI.2. Wassergekühlte Magnetfeldspulen

Mit der Industrie wurden mehrere Aufträge über die Spulentypen  
Sp 182, Sp 300 und Sp 440 abgewickelt. Um eine möglichst rationelle  
Verwendung dieser Spulen zu gewährleisten, wurden die in beiden  
Instituten verfügbaren Spulen registriert.

Zur Erzeugung höherer Magnetfelder wurde eine neue Spulentepe entwickelt. Diese Spule erlaubt gegenüber den bisherigen Typen eine wesentlich höhere spezifische Strombelastung (ca. 100 A/mm<sup>2</sup>). (Abb.21).

Die einzelnen Windungen dieser Spule sind so verschaltet und angeordnet, daß bei 13 parallelen Kühlkreisen sämtliche Windungen elektrisch in Serie liegen. Die Anschlüsse zu den Kühlkreisen sind radial herausgeführt. Dadurch ist es möglich, mehrere Spulen mit beliebigen Abständen axial zu schichten. Daten dieser Spulentepe :

Innerer Durchmesser	100 mm <sup>∅</sup>
Äußerer Durchmesser	ca. 350 mm <sup>∅</sup>
Aximale Höhe	15 mm
Windungszahl	26
Zul. Betriebsstrom	3000 A

Nach dem gleichen Schaltungsprinzip, jedoch mit nur 4 parallelen Kühlkreisen, wurde eine weitere Spulentepe konstruiert, die zur Erregung einer magnetischen Linse dient. Bei dieser Spule erreicht die zulässige spezifische Strombelastung 50 A/mm<sup>2</sup> (Abb.22).

### VI.3. Helische Windungen für "Wendelstein"

Nach den bisherigen Erfahrungen war es notwendig geworden, neue Isolationsmaterialien und -verfahren zu finden, die eine fabricationstechnisch einfache, isolationssichere und temperaturbeständige Ausführung der Helischen Windungen ermöglichten. Zusätzlich war die Forderung nach einem verkleinerten Außendurchmesser gestellt worden.

Die Herstellung der beiden Krümmer geschah schließlich auf folgende Weise : Der Spulenträger wurde mit Teflonband isoliert. Für die genaue Orientierung der Windungen sorgten eingeschraubte Teflonklötzchen. Die Drähte wurden mit silikonharzgetränkter Seide umspinnen. Nach einer Bandage mit Glasseideband wurde der gesamte Krümmer in einer evakuierten Gießform mit Silikonkautschuk ausgegossen.

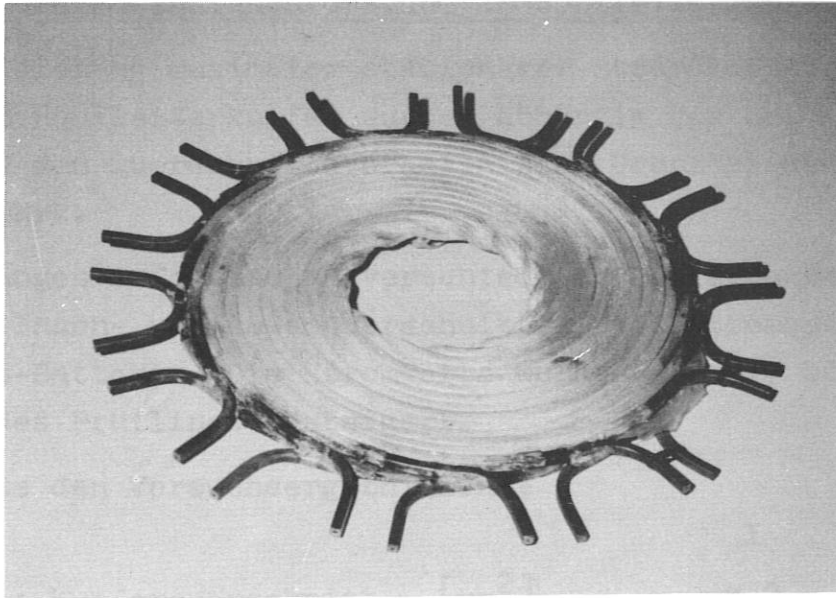


Abb.21  
Hochfeldspule für ca.50 kT

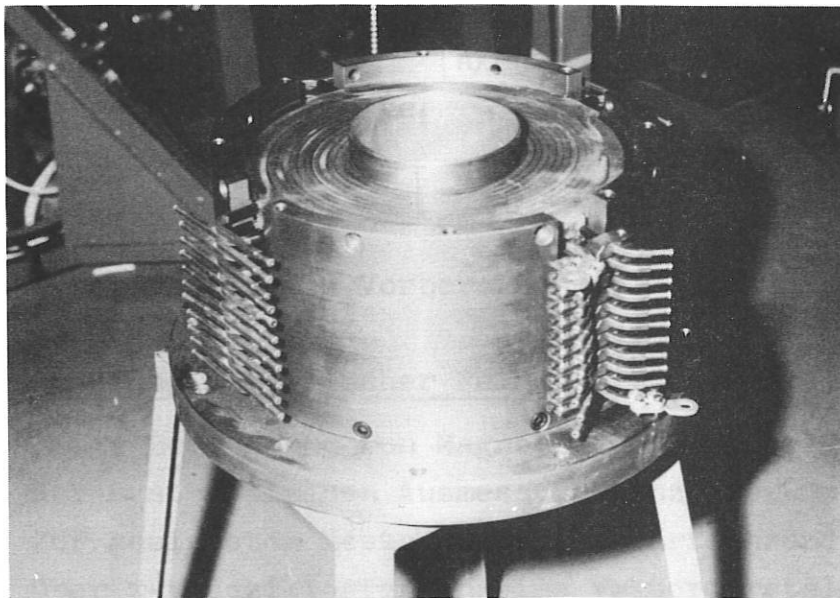


Abb.22  
Magnetische Linse  
mit wassergekühlten Erregerspulen

#### VI.4. Grenzbelastungsversuche an Hohlleiterkupfer

Zur Realisierung maximaler stationärer Stromdichten in wasser-gekühltem Hohlleiterkupfer wurden abhängig von der Kühlkreislänge und den Querschnittsverhältnissen Grenzbelastungsversuche durchgeführt.

Die Messungen erfolgten an verschiedenen Kupferrohren mit kreisförmigen Innen- und Außenquerschnitten. Als Stromquelle diente eine Akku-Batterie. Die Stromwerte wurden jeweils bis zur Zerstörung des Prüflings gesteigert.

Auszug aus den Versuchsergebnissen :

		I	II
Prüfling : Kupferquerschnitt	[mm <sup>2</sup> ]	7,8	3,5
Rohrlänge	[mm]	100	50
Mittlere Wassergeschwindigkeit	[m/s]	17	20
Wasserquerschnitt	[mm]	3,6	3,6

Betriebswerte :

Max. stationäre Stromdichte	[A/mm <sup>2</sup> ]	500	950
Abgeführte Verluste pro Oberflächeneinheit	[ $\frac{W}{cm^2}$ ]	ca. 900	ca. 2100

Ein Versuchsbericht ist in Vorbereitung.

#### VI. 5. Ausmessung magnetischer Felder

Um die künftige Berechnung von Magnetfeldern zu erleichtern, wurde mit der systematischen Ausmessung einzelner Spulenfelder begonnen. Zur geeigneten Messung wurden Mehrfachsonden entwickelt, die über x-y-Oszillographen eine Vektordarstellung des Feldes erlauben.

Gleichzeitig wurde mit der Entwicklung von Kettensonden begonnen, mit denen es möglich sein soll, den Feldverlauf in einem beliebigen Bereich ohne Verschiebung der Sonden aufzunehmen.



## VI.6. Supraleitende Magnetfeldspule

In Zusammenarbeit mit anderen Gruppen wurden Vorbereitungen zum Bau eines Cryomagneten getroffen. Es ist beabsichtigt, die Spule aus zwei axial zueinander verschiebbaren Hälften aufzubauen. Die axiale Länge eines Spulenteiles beträgt 50 mm, der Innendurchmesser ebenfalls 50 mm.

Der Cryostat erhält einen freien Innendurchmesser von 30 mm, so daß das Magnetfeld in der gesamten Achse zugänglich ist. Der Magnet ist so ausgelegt, daß bei gleichsinniger Erregung beider Spulenteile gemäß der augenblicklichen Erfahrung ein axiales Feld von ca. 70 kT erzeugt werden kann.

## VI.7. Dynamische Felder in massiven Verbrauchern

Es wurden theoretische Untersuchungen über die Feldgeometrie bei einwindigen zylindrischen Verbrauchern angestellt. Bei höheren Entladefrequenzen kann erwartet werden, daß die Stromverteilung in einem zylindrischen Verbraucher inhomogen ist und der Stromvektor eine Z-Komponente besitzt.

Es ist beabsichtigt, diese Untersuchungen auch bei anderen Anordnungen experimentell fortzusetzen.

## VII. Gruppe Technologie

(B.Berberich, H.Lüders, C.Richter)

Das erste Halbjahr 1962 diente vor allem dem Aufbau der notwendigen Installationen und Einrichtungen. Ab Ende Juli wurden die Einrichtungen der Gruppe in ihrem derzeitigen Umfang betriebsfähig.

Die Gruppe Technologie mußte ihre Tätigkeit im Jahre 1962 wegen räumlicher und personeller Begrenzung im wesentlichen auf die Erledigung vieler kleiner Aufträge und Beratungen beschränken. Größere Entwicklungsaufgaben mußten bis auf wenige Ausnahmen verschoben werden.

## VII.1. Metall-Keramik-Verbindungen

Es wurden Versuche durchgeführt mit dem Ziel, eine UHV-dichte ausheizbare Metall-Keramik-Verbindung zu erreichen. Als Keramik wurde Rein-Aluminiumoxyd verschiedener Firmen verwendet.

### Aktiv-Metall-Verbindung

Metallpulvermischungen wurden in Nitrolack auf Amylacetatbasis verrührt und auf die Keramik aufgepinselt bzw. aufgespritzt. Der so erhaltene Belag wurde bei Temperaturen zwischen  $1400^{\circ}\text{C}$  und  $1800^{\circ}\text{C}$  in Vakuum oder reiner Argon-Atmosphäre eingebrannt. Dieser Metallbelag muß die Keramik während der Schmelzzeit gut benetzen, damit eine gleichmäßige und zusammenhängende Metallschicht entsteht. Außerdem muß die entstehende Legierung eine möglichst hohe Duktilität besitzen, um bei den zu erwartenden Temperaturwechselbeanspruchungen Spannungsspitzen abbauen zu können und um Sprödbrüche zu vermeiden. Schließlich muß sich die Metallschicht während des Einbrennvorgangs fest und vakuumdicht mit der Keramik verbinden, ohne diese zu stark anzugreifen bzw. aufzulösen. Außerdem muß es aber auch möglich sein, diese Schicht mit den gebräuchlichen Metallen durch Hartlötten UHV-dicht zu verbinden.

Etwa 130 verschiedene Legierungen wurden auf ihre Brauchbarkeit untersucht. Am erfolgversprechendsten erwiesen sich bis jetzt drei Legierungen auf der Basis Ni/Ti/W-40/30/30, Mo/Ni/Ti/W-30/20/45/5 und Mo/Ni/Ti/W-30/20/30/10. Die Festigkeit der Verbindung zwischen diesen Metallschichten und der Keramik ist im allgemeinen größer als die Zugfestigkeit der Keramik selbst. Bei Verwendung eines AuNi-82/18-Lotes bzw. eines AuCuNi-35/62/3-Lotes konnte diese Schicht auch an Vacon oder V2A-Teile hartgelötet und das Ergebnis der Hartlötung durch galvanische Behandlung (Cu, Ni) teilweise verbessert werden. Die Untersuchungen über die Duktilität, die UHV-Dichtigkeit und die Temperaturwechselfestigkeit sind noch nicht so weit abgeschlossen, daß eindeutige Ergebnisse vorliegen. Ebenso wurde der Einfluß der Korngröße und der Schichtdicke auf die Festigkeit und Dichtigkeit der Verbindung noch nicht völlig geklärt.

## Preß-Schrumpfverbindung

Müssen Keramikteile mit größerem Durchmesser mit Metall verbunden werden, so ist das Preß-Schrumpfverfahren vorzuziehen. Hier wird der Metallzylinder bei hohen Temperaturen auf die Keramik aufgepreßt. Beim Abkühlen findet dann noch infolge der verschiedenen Ausdehnungskoeffizienten von Metall und Keramik ein Aufschrumpfprozeß statt. Zwischen die beiden Partner Metall und Keramik wird bei diesem Vorgang eine duktile Metallschicht bis zur Fließgrenze beansprucht, so daß eine dichte und kraftschlüssige Verbindung entsteht. Die Einrichtungen, die für die Durchführung dieser Arbeiten notwendig sind, wurden zum größten Teil erstellt, so daß bald mit den eigentlichen Versuchen begonnen werden kann.

## VII.2. Oberflächentechnik (Galvanik)

Erst im Sommer 1962 konnte die hierfür erforderliche Einrichtung in Betrieb genommen werden. Neben allgemeinen Beiz-, Färb- und Galvanikarbeiten (Verkupfern und Vernickeln) wurden im wesentlichen folgende Arbeiten durchgeführt :

### Oxydationsschutz für Sockelstifte

Um zu verhindern, daß Meßröhren-Sockelstifte beim Ausheizen von UHV-Apparaturen oxydieren und verzundern, wurde ein Verfahren entwickelt, um diese Stifte mit einem leitenden und verschleißfesten Überzug zu versehen. Zu diesem Zwecke wurden je nach dem Material, aus dem die Sockelstifte bestehen, galvanische Schichten in der Folge Cu-Au-Rh, Au-Au-Rh oder Pd-Rh aufgetragen. Die Rh-Schicht stellt dabei den eigentlichen Oxydationsschutz dar, während die anderen Schichten lediglich als Haft- bzw. Zwischenschicht dienen, um die Rh-Schicht auftragen zu können.

### Vergolden von austenitischen Stählen

Zur Zeit wird an einem Verfahren gearbeitet, um austenitische Stähle (X4CrNi 1813) mit einer Au-Schicht zu versehen, die auch bei Erhitzung auf 450°C nicht abblättert bzw. keine Blasen zeigt. Es wurden gute Niederschläge von Au auf den Stahl direkt (Doppelschichten) oder durch Auftrag von Cu-Ni Zwischenschichten erreicht. Schwierigkeiten bereitet im Augenblick noch die Blasenbildung bei 450°C infolge des Entweichens von Wasserstoff aus dem Stahl bzw. aus den Zwischenschichten.

### VII.3. Löttechnik

Hartlötungen im Vakuum oder in Schutzgas-Atmosphäre wurden durchgeführt und einige neue Verfahren erprobt. So gelang es z.B., Tantal direkt mit Kupfer zu verbinden.

### VII.4. Gießharzwerkstatt

Die Planung für die Errichtung einer Gießharzwerkstatt wurde beendet. Die Einrichtungen sind bestellt oder werden konstruiert. Mit der Montage wird Anfang 1963 begonnen. Kleinere Vorversuche, u.a. unter Verwendung von Gießharzen mit einer Temperaturbeständigkeit bis etwa 150°C (Martens) wurden bereits ausgeführt.

### VII.5. Eichofen

Zum Eichen und Vergleichen von Thermoelementen und Pyrometern wurde der Bau eines Eichofens in Angriff genommen. Die Konstruktion des Eichofens wurde von der Gruppe Technologie ausgeführt, die Zentralwerkstatt fertigte das Stahlgehäuse. Der Ofen wurde so konstruiert, daß er auch - nach Umbau - für allgemeine Glüh- und Lötversuche verwendet werden kann. Der innere Ausbau ist noch nicht abgeschlossen.

## VIII. Gruppe Vakuumtechnik

(H.Häglasperger, H.Münch)

Diese Gruppe begann im März des Jahres mit der Planung und Beschaffung der erforderlichen Geräte und Hilfsmittel. Ab Monat Juli waren diese Vorbereitungen so weit abgeschlossen, daß Aufträge kleineren Umfangs übernommen werden konnten.

Bisher wurden folgende auftragsgebundene Arbeiten durchgeführt :

### VIII.1. Planung einer kombinierten Gießharz- und Imprägnieranlage

Für das Vergießen von Harzen und das Imprägnieren im Vakuum wurde eine kombinierte Anlage geplant. Anfang 1963 wird die Montage durchgeführt.

### VIII.2. Überwachungs- und Steuergeräte für Pumpstände

Hier war die Aufgabe, ein Überwachungs- und Steuergerät hinsichtlich seiner Funktion und der zeitlichen Folge der vom Gerät einzuleitenden Maßnahmen, je nach Art der auftretenden Störung, zu entwerfen. Das Gerät kann als universelles Überwachungs- und Steuergerät für kleine und mittlere Pumpstände bis zu einer Auslegung von maximal einer Vorpumpe, einer Roots Pumpe und drei einphasigen Diffusionspumpen bzw. einer dreiphasigen Diffusionspumpe verwendet werden.

### VIII.3. Herstellung dünner Schichten durch Aufdampfen im Hochvakuum

Neben dem Aufdampfen von spiegelnden Schichten aus Al und Ag sowie dem Aufbringen von Schutzschichten aus SiO wurden als spezielle Arbeiten durchgeführt :

Beidseitiges Aufdampfen von Ni-Elektroden bestimmten Widerstands auf Schwingquarze einschließlich Erstellung einer entsprechenden Einrichtung, die das kontinuierliche Messen des Widerstands der Schicht während des Bedampfungsvorgangs gestattet;

Aufdampfen von Gold in Form einer sog. Gold-Schwarzsicht auf Kupferbleche, durch Verdampfen des Goldes in Stickstoff-Atmosphäre von 3 Torr und entsprechender Anordnung der zu bedampfenden Teile.

### VIII.4. Lecksucharbeiten, Dichtigkeitsprüfungen mit und ohne Ausheizzyklus

Mit der Anschaffung eines "Veeco"-Helium-Lecksuchers war es möglich, auch Lecksucharbeiten zu übernehmen. Ferner wurden in Zusammenarbeit mit der Gruppe Technologie Metall-Keramik-Verbindungen auf ihre Dichtigkeit bei Temperaturen zwischen 20°C und 450°C im Dauerversuch untersucht.

### VIII.5. Entwicklung eines Kühlwasser-Kontrollschalters

Dieser Schalter arbeitet nach dem Prinzip des hydrodynamischen Druckes und spricht sowohl auf Wasserausfall bzw. Wassermangel als auch auf verhinderten Wasserauslauf an (Institutsbericht IPP/4/4).

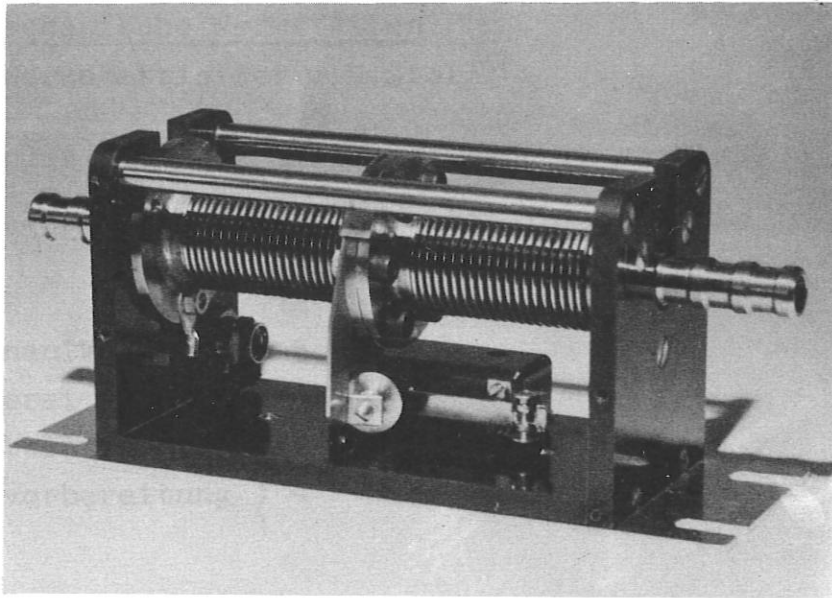


Abb.23

Kühlwasser-Kontrollschalter

#### VIII.6. Ausheizbare UHV-Dichtungen

Bei diesen Untersuchungen soll festgestellt werden, ob bzw. unter welchen Voraussetzungen es möglich ist, ausheizbare UHV-Dichtungen mehrmalig zu verwenden.

#### IX. Betriebsgruppe

(E.Ring, C.Fischer, T.Grosser)

Der Aufgabenbereich der Betriebsgruppe erstreckt sich auf die Wartung und Erweiterung aller fest installierten technischen Betriebseinrichtungen, wie elektrische Energieversorgung, Wasserversorgung, Gas, Preßluft, Heizung, Lüftung, Klimatisierung.

Außer Reparaturen und Erweiterungen wurden verschiedene Neuanlagen, z.B. die elektrische Installation der Rückkühlanlage, die gesamte Installation des Kompressorhauses sowie eine Notkühlwasserversorgung ausgeführt. Um ein möglichst wirtschaftliches Arbeiten der Pumpen für die Notkühlwasserversorgung zu erreichen und Bedienungspersonal einzusparen, wurde die Wasserversorgung als Verbrauch-Druckschaltungsanlage gebaut.

## X. Mechanische Werkstätten

(Werkstattleiter : H.Stoll)

Seit Januar 1962 ist der Maschinenpark komplett.

Die Belegschaftsstärke setzt sich zusammen wie folgt :

Mechanik	12
Feinmechanik	5
Schlosserei	5
Werkstattleitung	} 4
Arbeitsvorbereitung	
Lager	

### Fertigungsaufträge :

Eingegangen	451	Aufträge
Ausgeführt	399	Aufträge
Annulliert	<u>4</u>	Aufträge
Übertrag für 1963	48	Aufträge

Arbeitsvortrag für ca. 3 Monate

Davon seien folgende ausgeführte Aufträge besonders erwähnt :

- 1.) Prüfgerät für UHV-dichte, ausheizbare Flanschverbindungen  
Preßdruck 20 t (F.Nr.90)
- 2.) Teile für Caesium-Plasma  
Schweißnähte für Ultra-Vakuum  $10^{-8}$  Torr (F.Nr.100)
- 3.) Entladungsgefäß für Caesium-Plasma  
(F.Nr.100)
- 4.) Drehspiegelkamera  
mit 75 mm Spiegeldurchmesser  
 $n = 20\ 000$  U/min (Ger.Nr.21, F.Nr.10, Abb.1/II.2)
- 5.) Drehspiegel mit Außenlagerung  
 $n = 18\ 000$  U/min in Luft  
 $n = 24\ 000$  U/min in Helium  
(Ger.Nr.39, F.Nr.132, Abb.2/II.2)

- 6.) Turbine für Trommelkamera  
(Ger.Nr.2, F.Nr.173, Abb.3/II.2)
- 7.) Polaroid-Kameraansatz für Spektrographen  
(Ger.Nr.7, F.Nr.215, Abb.4/II.2)
- 8.) Eichofen  
(F.Nr.365)
- 9.) Gießform für Magnetfeldspulen  
(Ger.Nr.26, F.Nr.58)
- 10.) Versuchskessel  
(Ger.Nr.43, F.Nr.366)
- 11.) Barium-Verdampfer  
(F.Nr.437)
- 12.) Sondengießform  
(F.Nr.379)
- 13.) Magnet  
(F.Nr.294)
- 14.) Gerät für Lichtspaltverstellung  
(Ger.Nr.52, F.Nr.361, Abb.5/II.2)
- 15.) Indirekt beheizte, wassergekühlte Glühkathode  
zur stationären Gasentladung  
(Ger.Nr.58, F.Nr.126, Abb.6/II.2)
- 16.) Ellipse für Reflektor  
(F.Nr.484)
- 17.) Duo-Plasmatron  
(F.Nr. 71)
- 18.) Magnetfeldkammer für Beschleuniger  
(F.Nr.349)



Jahresbilanz der geleisteten Arbeitsstunden

Gesamt-Stunden 32.661,5

	Abt.1	Abt.2	Abt.3	Abt.4	Extrat.	Verw.
in %	39	28	20	9	3	1
Soll Std.	12.738	9.145	6.532	2.940	979	327
Ist Std.	12.662	9.730	7.340,5	2.757	60	22
%	38,9	29,8	22,5	8,5	0,2	0,1

Wie die Stundenbilanz ausweist, ist es gelungen, die festgelegten prozentualen Anteile der gesamten Arbeitsstunden für die einzelnen Abteilungen unerwartet genau einzuhalten.

XI. Schreinerei

(W.Kaehs)

Die Schreinerei, in der ein Meister und zwei Schreiner arbeiten, war in diesem Jahr vorwiegend mit der Anfertigung von Einrichtungsgegenständen, die in der gewünschten Ausführung nicht handelsüblich sind, beschäftigt.

Auftragsbilanz

Eingegangen	110	Aufträge
Ausgeführt	89	Aufträge
Annulliert	1	Auftrag
Übertrag für 1963	20	Aufträge

Arbeitsvortrag für ca. 2 Monate

Jahresbilanz der geleisteten Arbeitsstunden

Gesamt-Stunden 5276

	Abt.1	Abt.2	Abt.3	Abt.4	Abt.6	Extrat.	Verw.
Geleist. Std.	1260	946	1071	1337	126	38	498
%	23,9	17,9	20,3	25,3	2,4	0,7	9,5

XII. Elektro- und Elektronik-Werkstatt  
(E. Hecht und A. Simon)

Belegschaft : 1 Arbeitsvorbereiter, 1 Meister, 7-8 Mechaniker  
1 Lehrling

Fertigungsübersicht 1962

	gefertigt	im Bau
Impulsformer	6	-
Impulsfrequenzzähler	5	-
Impulsverstärker	20	-
Triggergerät 3,2 kV	11	-
Triggergerät 7,5 kV	14	-
Triggergerät 14 kV	21	-
2x10-Kanal-Triggergerät	10	3
Elektron.Kurzschlußschalter	1	-
Zeitverzögerungsgerät 0,1 - 11 / $\mu$ s	-	15
"                  0,5 - 111 / $\mu$ s	60	-
"                  0,5 - 1110 / $\mu$ s	-	10
Log.Stromverstärker	1	-
Integralrechner	1	-
Rubin-Laser mit 3 kJ-Batterie	1	-
Lichtimpulsgenerator II	1	-
Bildwandler für Dreibildaufnahmen	3	-
"          "    Schmieraufnahmen	1	-
Dreibild-Kabelpulser	1	-
Bildverstärker I	1	-
"          II	-	1
Photoapparat für Bildverstärker I	-	1
Speisegerät 3,2 kV	5	-
"          7,5 kV	6	-
"          14 kV	21	-
Hochspannungsladegerät 34 kV	9	10
Netzteil für Bildwandler mit RCA-Röhre	4	-
Transistor-Speisegerät	6	-

	gefertigt	im Bau
Steckdosenleiste	100	-
Netzeinschub	20	-
Netzverteiler für Rackeinbau	1	9
Netzeinschub mit Regeltrafo	1	-
Experimentierverteiler mit Netzstrom	1	-
"                    ohne            "	1	-
Steuergerät 50 kJ-Batterie	3	-
Steuerung für Ölkühlkreis	1	-
Duoplasmastromversorgung	1	-
Rechteckstromgenerator	1	-
Pumpensteuerung	1	-
Ladegleichrichter	3	-
Spezial-Widerstand	2	-
Widerstandsmeßbrücke	1	-
Überwachung für Versuchsaufbau	1	-
Vakuumsicherheitseinrichtung	1	-
Vakuumpumpensteuerung	1	-
Ind.Kathodenheizung	1	-
Umbau von Knickverstärker	6	-
Leistungsimpulstrafo 3,2 kV	77	-
"                    14 kV	20	-
Koaxkabel, Verlängerungskabel, Meßschnüre etc.	490	-

### XIII. Laborberichte

- IPP/4/1 : Berechnungsgrundlagen für Crowbar- und Power-Crowbar-Entladungen (B.Oswald)
- IPP/4/2 : Dichtheitsprüfung eines Hydra-Kondensators und Prüfung seiner Wickelableitung auf Stoßstromfestigkeit (M.Brandstetter, G.Wulff)
- IPP/4/3 : Tabellen und Kurven zur Ermittlung von mittleren freien Weglängen, Ionisierungsquerschnitten, Ionisierungsenergien und thermischen Emissionsstromdichten (M.Brandstetter)
- IPP/4/4 : Entwicklung eines Kühlwasser-Kontrollschalters (H.Häglasperger, H.Münch)
- IPP/4/5 : Einfluß der Kathodentemperatur auf die Zündverzögerung von Impuls-Ignitrons (M.Brandstetter)
- IPP/4/6 : Messung von Potentialströmungen an ebenen plattenförmigen Anordnungen (H.Schlageter)

Jahresbericht 1962

der

Theoretischen Abteilung (Prof. Dr. A. Schlüter)

## I. Überblick

Obwohl ein vollständig ionisiertes Plasma ein physikalisches System ist, das sich von den meisten anderen Systemen dadurch unterscheidet, daß man es theoretisch vollständig kennt, da alle zwischen den Teilchen wirkenden Kräfte genau bekannt sind, ist doch die Lage der Theorie und insbesondere ihre Verbindung mit den experimentellen Beobachtungen noch immer wenig befriedigend. Dies beruht darauf, daß die an sich mögliche vollständige Beschreibung des Plasmas durch eine Beschreibung aller seiner Teilchen ganz ungeheuer kompliziert ist - auch für die einfachsten Fälle noch weit ausserhalb des Bereichs aller elektronischen Rechenmaschinen - so daß man immer vereinfachte Modelle benutzen muß. Diese Modelle sind nun aber stets auch so kompliziert, daß ihre Anwendung auf konkrete Probleme immer noch sehr schwierig ist, so daß man in den meisten Fällen noch auf die Verwendung numerischer Lösungen für Einzelfälle angewiesen ist und nur wenige allgemeine Aussagen machen kann. Schon das einfachste mögliche Modell, in dem das Plasma durch eine Flüssigkeit beschrieben wird (Magnetohydrodynamik) ist schwieriger als die Hydrodynamik, und die Komplikationen steigen beträchtlich bei dem oft notwendigen Übergang zu Zwei- oder Mehrflüssigkeitsmodellen. Vielleicht noch schwerer wiegend ist der Umstand, daß das Problem der Rechtfertigung dieser oder noch komplizierterer Modelle aus der an sich vorhandenen Kenntnis der vollständigen Beschreibung nicht befriedigend gelöst ist, sondern daß es im Gegenteil sogar sicher ist, daß viele praktisch wichtige Eigenschaften des Plasmas (z.B. die sogenannten Mikroinstabilitäten) durch solche quasi-hydrodynamischen Modelle gar nicht beschrieben werden können. Schliesslich gibt es auch experimentelle Probleme, bei denen die mikroskopische Struktur des Plasmas direkt wichtig wird, etwa bei der Frage der Wechselwirkung zwischen einer Sonde und dem sie umgebenden Plasma.

Demgemäss bestehen die Arbeiten der Theoretischen Abteilung aus zwei Hauptgruppen von Untersuchungen; einmal Anwendungen quasi-hydrodynamischer Plasmamodelle verschiedener Komplikationen auf möglichst experimentnahe Situationen und andererseits mikroskopische Plasmamodelle entweder zur Klärung konkreter Einzelfragen

oder zum Studium der Gültigkeit makroskopischer Beschreibungen. Gemeinsam fast allen diesen Untersuchungen ist es, daß sie keine analytischen Lösungen zu gestatten scheinen, so daß in grossem Umfang elektronische Rechenmaschinen benutzt werden mußten. Es wurden daher im vergangenen Jahr umfangreiche Rechnungen an vielen Rechenmaschinen Deutschlands, des europäischen Auslands und der USA durchgeführt, bis im Oktober eine eigene Rechenmaschine des Typs IBM 7090 in vollen Betrieb genommen werden konnte.

## II Makroskopische Theorie

### II.1 Zylindersymmetrischer $\theta$ -Pinch (K. Hain, G. Hain)

Nach dem bereits früher von K. Hain u.a. beschriebenen Verfahren wurden die Rechnungen über den vollkommen ionisierten zylindersymmetrischen  $\theta$ -Pinch fortgesetzt. Einer Einladung von A.C.Kolb, Naval Research Laboratory, Washington, D.C. zufolge wurde die IBM 7090 der Wright-Patterson Air Force Base in Dayton, Ohio von Herrn Dr. Braun zur Verfügung gestellt.

#### 1. Rechenprogramm

Obwohl das Programm ein impliziertes Verfahren benutzt, dessen Schrittweite in der Zeit nicht von der charakteristischen Geschwindigkeit (= Alfvén-Geschwindigkeit) abhängt, machen sich bei zu grosser Schrittweite kleinere Schwankungen im Magnetfeld bemerkbar, die künstlich gedämpft wurden. Ferner gab es grössere Schwankungen in den Spannungen am Kondensator, die durch sorgfältige Wahl der Schrittweite vermieden werden konnten. Das Programm konnte soweit verbessert werden, daß es einwandfreie Resultate in den interessierenden Fällen liefert. Für die Fortführung der Arbeit soll ein numerisches Verfahren, das von Richtmyer, New York, entwickelt wurde, benutzt werden.

#### 2. Einfluß der künstlichen Viskosität (v. Neumannsche "Shock-Konstante")

In den Fällen, in denen das Anfangsmagnetfeld parallel zu dem später angelegten Kompressionsfeld oder Null ist, machten verschiedene Werte der Shock-Konstanten ( $0 - R/10$ ) keine sehr grossen Unterschiede in der Dichte und Geschwindigkeit (die Temperatur ist selbstverständlich höher mit grösserer Shock-Konstante). Bei negativem Feld, in dem das Dichtemaximum beim Nulldurchgang des Magnetfeldes liegt, macht sich die grössere Shock-Konstante durch eine breitere Dichteverteilung bemerkbar. In allen Fällen ändert sich die Magnetfeldverteilung kaum. Obwohl der Einfluß der künstlichen Shock-Konstanten nicht unbedeutend ist, kann man aus der Übereinstimmung der Magnetfeldverteilung mit den Experimenten Rückschlüsse auf Temperatur und Dichte ziehen.



### 3. Einfluß von Inhomogenitäten im Anfangsdruck

Der Einfluß der inhomogenen Dichteverteilung ist in allen Fällen nicht von sehr grosser Bedeutung. Physikalisch ist dies so zu erklären, daß der Hauptteil der Energie Magnetfeldenergie ist. Diese unter 2 und 3 gewonnenen Ergebnisse wurden von A.C.Kolb in der Tagung der "Plasma Physics Division of the American Physical Society" im November d.J. vorgetragen.

### 4. Rechnungen für Versuche der Experimentellen Abteilung 1

Ein Teil der Rechnungen wurde mit Experimenten verglichen, die von E. Fünfer, H. Herold u.a. gemacht wurden (Labor Bericht IPP I/6 August 1962). Experimentell wurden Elektronendichten und Magnetfeldverteilung räumlich und zeitlich aufgelöst gemessen und mit den Numerischen Rechnungen verglichen. Die Übereinstimmungen mit parallelem Feld sind gut, während im antiparallelen Fall die Übereinstimmung bereits nach der 1. Kompression verloren ging. Es können verschiedene Ursachen dafür vorhanden sein: Magneto-hydrodynamische Instabilitäten, die durch axiale Kontraktion des Magnetfeldes hervorgerufen worden sein können, oder auch durch Mikroinstabilitäten. [3]

Eine weitere Arbeit zusammen mit L. Ribe, Los Alamos, die dasselbe Thema hat, ist in Vorbereitung.

## II.2 Z-Pinch (H. Fisser)

Im Fortgang der magneto-hydrodynamischen Untersuchungen an linearen z-Pinch-Entladungen in Argon hatte sich ergeben, daß eine wesentlich bessere Übereinstimmung zwischen Experiment und numerischer Rechnung im raum-zeitlichen Verlauf des azimuthalen Magnetfeldes  $B_{\theta}$  durch die Berücksichtigung der zweiten Ionisationsstufe erzielt werden kann. Da der Verlauf des longitudinalen Feldes  $B_z$  keine Verbesserung erkennen liess, lag es nahe, im theoretischen Plasmamodell die Dynamik zu verfeinern, indem man eine radiale Diffusion der einfach- gegen die zweifach geladenen Teilchen zuließ. Um die dafür erforderlichen Diffusionskoeffizienten zu erhalten, wurde die Grad-Hertweck'sche 13-Momentenmethode - mit der einschränkenden

Annahme isotropen Druckes - auf ein 3-Komponenten-Gas angewendet. Dabei fielen als Nebenergebnisse die Thermodiffusionskoeffizienten und damit wegen der Onsager-Relationen auch die des Peltier-Effektes ab. Diese Effekte sollen in den Rechnungen berücksichtigt werden. Ausserdem zeigte sich, daß bei 2-Komponenten-Gasen in der Richtung, in der wegen der Randbedingungen kein elektrischer Strom fließen kann, der Wärmeleitkoeffizient der Elektronen um den Faktor  $1/1.93$  (oder  $1/1.97$  nach den Spitzer'schen Rechnungen) vermindert ist gegenüber den Richtungen, in denen eine solche Randbedingung nicht existiert.

Das Programm ist im wesentlichen abgeschlossen und getestet; die Rechnungen sollen demnächst anlaufen.

Daneben wurden erste Vorbereitungen getroffen, um die Ankopplung des äusseren Kreises so abzuändern, daß man Rechnungen durchführen kann, die einen Vergleich mit den Messungen am Mimikry des MPI für Physik und Astrophysik gestatten.

### II.3 Zwei-dimensionaler $\theta$ -Pinch (F. Hertweck, K. Hain)

F. Hertweck begann während eines 3-monatigen Aufenthaltes im Culham Laboratory in Zusammenarbeit mit Dr. K.V. Roberts Rechnungen zum 2-dimensionalen  $\theta$ -Pinch. Das Ziel war, mit einem möglichst einfachen Plasmamodell das Verhalten eines  $\theta$ -Pinches im 2-dimensionalen zu untersuchen. Das Plasma wurde durch ein Ein-Flüssigkeitsmodell beschrieben, d.h. mit einheitlicher Temperatur für Ionen und Elektronen. Die Berandung des Plasmas ist fest und fällt mit der das äussere Magnetfeld erzeugenden Stromschicht zusammen. Die Wärmeleitfähigkeit des Plasmas ist vernachlässigt, jedoch ist eine künstliche Viskosität eingeführt, um die Rechnung auch bei auftretenden Stosswellen durchführen zu können. Mit Hilfe des Programms läßt sich die Kompression des Pinches und die Reflexion der Kompressionswelle an der Achse verfolgen. Da Abstrahlungsmechanismen fehlen, wird die Temperatur natürlich höher als zu erwarten. Beim gegenwärtigen Stande ist aber ein Vergleich mit den Experimenten in Bezug auf die Dichteverteilung bereits in einem gewissen Umfang möglich.

K. Hain unternahm erste Versuche, ein realistischeres Modell, das verschiedene Temperaturen für Elektronen und Ionen zuläßt und mehr dissipative Glieder enthält, zu verschlüsseln. Wegen der sehr grossen Programmierungsschwierigkeiten wurden diese Bemühungen vorläufig zurückgestellt.

#### II.4 Untersuchungen zu M-S Konfiguration (K. Hain, R. Gorenflo)

M-S Konfigurationen sind magneto-hydrodynamische Gleichgewichte, in denen das vom Magnetfeld eingeschlossene Plasma vom topologischen Zusammenhang eines Torus ist, und die sich dadurch von den Gleichgewichten des Stelleratortyps unterscheiden, daß sie eine Symmetrieebene besitzen. Die bisher einzigen analytischen Lösungen dieser Art wurden früher von F. Meyer und H.U. Schmidt (Abteilung für Theoretische Plasmaphysik des MPI für Physik und Astrophysik) gefunden. R. Gorenflo begann Untersuchungen mit dem Ziel, allgemeinere Lösungen zu finden, die nicht alle der sehr speziellen Eigenschaften der bekannten Lösung besitzen. Um Hinweise für den allgemeinen 3-dimensionalen Fall zu erhalten, wird von ihm zur Zeit analytisch, später voraussichtlich auch numerisch, das 2-dimensionale Analogon untersucht, also das hydromagneto-statische Gleichgewicht zweifach zusammenhängender Plasmakonfigurationen in der Ebene. Dieses 2-dimensionale Modell kann experimentell angenähert werden durch eine Anordnung ähnlich zu dem sogenannten Hardcore Finch, bei der jedoch der elektrische Gesamtstrom durch jeden ebenen Schnitt durch das Plasma verschwindet. K. Hain bereitet Rechnungen zur zeitlichen Entwicklung eines solchen 2-dimensionalen Modells vor.

In Zusammenhang mit den im MPI für Physik und Astrophysik (E. Remy und Mitarbeiter) geführten Messungen an M-S Entladungen wurden von K. Hain Rechnungen durchgeführt, die den Verlauf von Magnetfeldlinien aus gemessenen Magnetfeldstärken ergeben und Rechnungen vorbereitet, die Magnetfeldlinien und Teilchenbahnen aus gegebenen Spulenkonfigurationen ergeben sollen.

## II.5 Magneto-hydrodynamische Strömungen

### 1. Zylindersymmetrische Strömung im parallelen Magnetfeld

(W. Lünow)

In Zusammenarbeit mit Dr. Wienecke wurde ein aus einer Düse in ein Vakuum eintretender Plasmastrahl betrachtet, der durch ein zur Strömungsrichtung paralleles Magnetfeld komprimiert wird, um die radiale Diffusion und Wärmeabgabe zu vermindern. Mit Hilfe einer sich aus den makroskopischen Bewegungsgleichungen und thermodynamischen Beziehungen ergebenden gewöhnlichen Differentialgleichung wurde die Abhängigkeit des Plasmadruckes von der Plasmatemperatur bei verschiedenen starken Magnetfeldern und unterschiedlichen Drucken des den Plasmastrahl umgebenden Neutralgases berechnet. Anschliessende Experimente bestätigten die erwarteten Effekte.

### 2. Magnetische Laval-Düse (W. Lünow)

Es wurde untersucht, ob man eine Plasmaströmung auf Überschallgeschwindigkeit dadurch bringen kann, daß man die materiellen Wände einer Laval-Düse durch entsprechend ausgebildete Magnetfelder ersetzt. Zunächst wurde ein einfaches 1-dimensionales Modell betrachtet, bei dem angenommen wurde, daß a) sämtliche Zustandsgrößen des Plasmas sich nicht in radialer Richtung ändern; b) die Leitfähigkeit unendlich groß ist, so daß Plasma und Magnetfeld von einander vollständig getrennt sind; c) die äusseren Ströme durch die Plasmaströme nicht beeinflusst sind. Es werden zur Zeit Rechnungen durchgeführt, die Lage und Stärke der äusseren Ströme zu bestimmen, die gemeinsam mit der Reaktion des Plasmas das gewünschte Magnetfeld erzeugen. Die Ergebnisse sollen mit den entsprechenden Versuchen verglichen werden.

### 3. Stationäre Strömungen bei endlicher Leitfähigkeit

(F. Hertweck)

Es wird wieder ein rotationssymmetrisch parallel zu einem Magnetfeld strömendes Plasma betrachtet. Bei endlicher Leitfähigkeit diffundiert es langsam quer zum Magnetfeld. Da dann  $\vec{v}$  und  $\vec{B}$  nicht mehr parallel sind, entsteht ein azimuthales Feld  $\vec{v} \times \vec{B}$

welches den elektrischen Strom aufrecht erhält. Falls das Magnetfeld rein meridional ist, kann man zeigen, daß auch bei endlicher Leitfähigkeit für die Strömung die klassische Bernoulli-Gleichung gilt. In der Euler'schen Gleichung tritt dann nur noch das Magnetfeld, aber nicht mehr seine Ableitung, auf.

#### II.6 Alfvén-Wellen in zylindrischer Geometrie (P.P.J.M.Schram)

Bei Experimenten in der sogenannten Cabinet-Anordnung (F.Boeschoten, G.Siller u.a.) treten spontan Wellen auf, die möglicherweise mit Alfvén-Wellen zu identifizieren sind. Da eine lineare Theorie das spontane Auftreten von Wellen bestimmter Amplitude nicht zu erklären vermag, wird die nicht-lineare Theorie von Alfvén-Wellen in zylindrischer Geometrie untersucht.

#### II.7 Wärmeleitfähigkeit eines 3-Komponenten-Plasmas im Magnetfeld (W. Feneberg)

Zum Vergleich mit Experimenten, die in der Abteilung Dr. Wienecke durchgeführt werden, wurde die Wärmeleitfähigkeit eines teilweise ionisierten Wasserstoffplasmas im Magnetfeld berechnet, um damit dann die Temperaturverteilung in einer zylindrischen und stationären Bogenentladung im Magnetfeld zu bestimmen. Dabei ist die Kenntnis der Wärmeleitfähigkeit für die Aufstellung der Energiebilanz notwendig.

Es wurde thermisches Plasma angenommen, in welchem alle Komponenten gleiche Temperatur besitzen, und ferner wurde der Druck als isotrop vorausgesetzt. Diese Bedingungen sind erfüllt, wenn die Dichte wie im vorliegenden Bogenplasma groß ist. Aus der Boltzmann-Gleichung für die Einzelkomponenten von Elektronen, Ionen und Atomen wurden die Momentengleichungen bis zur dritten Ordnung aufgestellt, welche die Gleichungen für Massenerhaltung, Impuls-, Energie- und Wärmetransport darstellen. Die darin auftretenden Stoßintegrale wurden entsprechend der Grad'schen 13-Momentenmethode durch eine Entwicklung der Verteilungsfunktion nach Hermiteschen Polynomen berechnet und eine Lösung der erhaltenen Transportgleichungen gesucht, welche

in der Näherung der Thermodynamik irreversibler Prozesse liegt und die Onsager'schen Reziprozitätsbeziehungen erfüllt. Für den Spezialfall des vollionisierten Plasmas stimmen die erhaltenen Ergebnisse mit früheren am Institut durchgeführten Rechnungen überein.

### III Mikroskopische Theorie

#### III.1 Kinetische Gleichung (P.P.J.M. Schram)

Die Ableitung der kinetischen Gleichung für ein Plasma wurde untersucht mit dem Verfahren von Frieman, McCune, Sandri und Morse. Das Wesentliche hierbei ist die Einführung mehrerer Zeitskalen, die möglich ist, da das Plasma als ein System mit schwacher Wechselwirkung betrachtet wird.

Eine neue Zeitabhängigkeit wurde gefunden für die Relaxation in das kinetische Regime. Auch wurden die Anfangsbedingungen, die zu einem kinetischen Regime führen, untersucht. Die Sandrische Bedingung ("Absence of parallel motions") ist zweifelhaft.

Die kinetische Gleichung für ein homogenes Plasma in einem homogenen Magnetfeld wurde abgeleitet. Das Magnetfeld führt zu einer Konvergenz des Stoßintegrals für grosse Wechselwirkungsabstände. Wenn die Gyrofrequenz viel grösser ist als die Plasmafrequenz, erhält man die Landau-Gleichung mit dem Gyroradius anstelle der Debyelänge im Coulomb-Logarithmus.

Eine Veröffentlichung und ein Laborbericht sind in Vorbereitung.

#### III.2 1-dimensionales Plasmamodell (K. Hain, A. Schlüter)

Die Bewegungsgleichung für eine grosse Zahl elektrisch geladener 1-dimensionaler Teilchen, die sich nur in einer Dimension bewegen können, wurden zur numerischen Lösung verschlüsselt. Dieses einfachste Modell, in dem noch die Teilchenstruktur eines Plasmas enthalten ist, sollte Aufschlüsse geben können über die Gültigkeitsgrenzen aller üblichen (auch der sogenannten mikroskopischen) Plasmamodelle, in denen die Teilchennatur vernachlässigt wird. Zunächst sollen Korrelationsfunktionen und ähnliche Grössen im statistischen Gleichgewicht numerisch bestimmt werden.

### III.3 Das statistische Gleichgewicht zwischen Neutralgas und Plasma (A. Schlüter)

In allen Betrachtungen über das Plasma werden die Teilchen nach den Gesetzen der klassischen Mechanik behandelt. Es besteht auch kein Zweifel, daß das für alle praktischen Plasmen zulässig ist, obwohl die klassische Mechanik konsequent angewendet zur Folge haben muß, daß ein Plasma gar nicht existieren kann, da sich im statistischen Gleichgewicht entgegengesetzt geladene Teilchen zu beliebig eng aneinander gebundenen Paaren vereinigen müßten. Genau das wird aber durch quantenmechanische Effekte verhindert, die bei Paaren kleinen Abstandes und negativer Schwerpunktsenergie entscheidend werden und dann zu Bildung von Neutralen mit diskreten Energiestufen führen. Da sich für alle praktisch vorkommenden Plasmen der gesamte Phasenraum in Bereiche einteilen läßt, in denen entweder quantenmechanische Effekte vorkommen und dafür höchstens Zwei-Körper-Wechselwirkungen wichtig sind oder in denen quantenmechanische Effekte vernachlässigt werden können, läßt sich eine Theorie des statistischen Gleichgewichts zwischen den neutralen und den ionisierten Teilchen angeben, die eine sehr gute Näherung darstellen muß und in der die Mehrteilchenwechselwirkung nur klassisch behandelt wird und damit auf die Debye'sche Theorie führt. Es ergibt sich eine nur geringfügige Modifikation der naiven Saha-Gleichung. Ein Laborbericht befindet sich in der Herstellung.

### III.4 Bedingung für Mikrostabilität (H. Völk)

Das Problem der Mikroinstabilitäten von inhomogenen Plasmen wird untersucht. Falls man nur elektrostatische Störungen zuläßt, so besitzt der Operator, der das zeitliche Verhalten einer Störung bestimmt, gewisse Symmetrien. Im Anschluß an T.K.Fowler (Phys. Fluids, 4, 11(1961)), der das Problem in einem eingeschränkten Fall behandelt, wird versucht, die Liapunow'sche Stabilitätstheorie auf das System der Wlassow- und Maxwell-Gleichungen zu übertragen. Daher wird im ebenen Fall die allgemeine stationäre Lösung der Wlassow-Gleichung zugrundegelegt. Es handelt sich dann um folgendes



Problem: Gesucht wird eine quadratische Form in den Störgrößen (d.h. den Störungen  $f_i$  der Verteilungsfunktionen der  $i$  Plasma-komponenten), die zeitlich konstant bleibt

$$(1) \quad \frac{\partial}{\partial t} (f, P f) = 0; \quad P \text{ sei ein zeitunabhängiger hermitischer Operator}$$

Wenn man die linearisierte Wlassow-Gleichung abgekürzt folgendermassen schreibt:

$$(2) \quad \frac{\partial}{\partial t} f = V f \quad , \text{ so muß } P \text{ der Gleichung genügen;}$$

$$(3) \quad P V + V^+ P = 0 \quad (V^+ = \text{hermitisch Adjungiertes zu } V)$$

Eine hinreichende Stabilitätsbedingung ist dann:  $P > 0$ .

Die Gleichung (3) wurde für die allgemeine stationäre Lösung der Wlassow-Gleichung gelöst. Damit wird man auf ein hermitisches Eigenwertproblem geführt:

$$(4) \quad P \varphi = \lambda \varphi \quad \text{Das System ist stabil, wenn alle Eigenwerte } \lambda \text{ positiv sind.}$$

Im Augenblick wird versucht, das Eigenwertproblem (4) explizit zu formulieren. Dies bietet deshalb Schwierigkeiten, weil die Lösung von (3) das Inverse eines gegebenen Operators enthält, das man erst noch bestimmen muß.

### III.5 Wellen im magnetisch eingeschlossenen Plasma (O. Eder)

Ausgehend von der Wlassow-Gleichung gelangt man unter Verwendung der Maxwell-Gleichung durch Linearisierung nach dem Charakteristikenverfahren auf eine vektorielle singuläre homogene Integralgleichung, die sich nach Fouriertransformation und Durchführung der ausführbaren Integrationen auf die Form reduziert:

$$F_{ij}(x, \omega) E_j(x) - \int_{-\infty}^{+\infty} K_{ij}(x, \xi, \omega) E_j(\xi) d\xi = 0$$

Das Integralgleichungssystem ist hinsichtlich der für die Stabilitätsuntersuchung erforderlichen Eigenwerte nicht linear.

Die numerischen Verfahren, die zur Lösung dieses Eigenwertproblems in Frage kommen, werden zur Zeit untersucht.

### III.6 Wechselwirkung zwischen Ionenstrahlen und Plasma im Magnetfeld (E. Canobbio, R. Croci)

In Fortsetzung der früher erschienenen Arbeiten "On the Radiation from linear modulated Beams in a Plasma with a Magnetic Field" (Proc. V. Int. Conf. Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961 - p. 1923) und "Modulated Beams in a Plasma with a Magnetic Field" (Z.f.Naturforschg. 16a, 1313, 1961) der beiden Bearbeiter wurden von E. Canobbio die Zwei-Strom-Instabilität sowie der Tscherenkow- und der anormale Doppler-Effekt in einem Plasma mit Magnetfeld untersucht. [2]

### III.7 Wellen im Plasma (E. Canobbio, R. Croci)

Es wurden Dispersionsbeziehungen untersucht, die aus Näherungen an die Wlassow-Gleichung folgen; einmal indem man das System der unendlich vielen Gleichungen für die Momente der Geschwindigkeitsverteilung künstlich dadurch abbricht, daß das  $n + 1$ . Moment gleich Null gesetzt wird. Es folgt dann, daß das System instabile Lösungen hat, wenn  $n > 3$  gewählt wird. Andererseits wurde die Geschwindigkeitsverteilung nach allgemeinen Orthogonalpolynomen entwickelt. Es ergab sich, daß man keine Dämpfung erhält, auch nicht näherungsweise über kurze Zeiten, wenn man das unendliche System bei einer endlichen Ordnung abbricht. [1] Diese Arbeit war Gegenstand eines Seminars von E. Canobbio bei der "Ecole d'Eté de Physique des Plasmas de la Faculté de Sciences de Paris" in Orsay.

Auf Anregung von D. Pfirsch wurden theoretische Überlegungen angestellt zu der Beobachtung von G. Landauer, daß unter bestimmten Umständen in einer PIG-Entladung die Emission von bis zu 26 Oberschwingungen der Gyrofrequenz der Elektronen auftritt. Es wird angenommen, daß dieses Phänomen die Folge von quasi-elektrostatischen, longitudinalen Wellen ist, die von den Elektronen mit merklicher Intensität ausgestrahlt werden können, wenn der Brechungsindex bei der emittierten Frequenz gross ist. Diese elektrostatischen Wellen führen zu einer Ausstrahlung in das Vakuum, die durch Flächenströme vermittelt wird.

### III.8 Streuung und Mischung von Licht im Plasma (W.H. Kegel)

#### 1. Lichtstreuung

Das Spektrum des Streulichtes, das beim Durchgang eines Lichtstrahls grosser spektraler Reinheit in einem Plasma entsteht, erlaubt Rückschlüsse auf Temperatur und Dichte und unter günstigen Umständen darüber hinaus noch auf die statistischen Dichteschwankungen des Plasmas. Die im einzelnen recht komplizierte Theorie ist bisher im wesentlichen zur Anwendung in der Ionosphärenphysik entwickelt worden. Sie wurde in der Form, in die sie E.E. Salpeter gebracht hatte, für die numerische Rechnung programmiert. Unter Voraussetzung von thermischem Gleichgewicht (wobei verschiedene Temperaturen für Elektronen und Ionen zugelassen werden) gestattet das Programm die Berechnung des Streuspektrums, wenn die Plasma-grössen und die Eigenschaften des Primärlichtes bekannt sind. Es zeigte sich, daß bei einem Streuwinkel von 90°, einer Temperatur von  $10^6$  °K und einer Dichte von  $10^{17}$  cm<sup>-3</sup> das Streuspektrum kaum von dem der Einzelteilchenströmung abweicht, während etwa für eine Entladung mit  $T = 3 \cdot 10^4$  °K und  $N_e = 5 \cdot 10^{16}$  cm<sup>-3</sup> sich eine Reduktion des Streukoeffizienten um rund 40% ergibt.

#### 2. Lichtmischung

Es soll geklärt werden, ob die im Prinzip sicher vorhandene Licht-Licht-Wechselwirkung bei den heute verfügbaren Intensitäten beobachtbar sein sollte und welche Schlüsse man aus ihr auf die Eigenschaften des Plasmas dann ziehen kann. Im Sinne der Streutheorie muß man dazu die durch ein äusseres Feld verursachten Dichteschwankungen berechnen, an denen dann das Licht eines zweiten Laserstrahls gestreut werden kann. In nullter Näherung kann man wieder von der linearisierten Wlassow-Gleichung ausgehen. Es folgt, daß eine Lichtmischung nur bei parallelem oder antiparallelem Einfall der Strahlen auftreten kann. Die Summen- bzw. Differenzfrequenz tritt nur in Strahlrichtung auf. Geht man mit der Näherung einen Schritt weiter, so ergibt sich Phasenmischung, d.h. eine gegenseitige Beeinflussung der Fluktuationen zweier bestimmter Frequenzen. Die zugehörige funktionale Differentialgleichung wurde noch nicht gelöst.

### III.9 Theorie elektrostatischer Sonden

#### 1. Kritik vorliegender Theorie (H.K. Wimmel)

Von acht ausgewählten Arbeiten über Sondentheorie (Fall geringer Plasmadichte) wurden die wichtigsten Annahmen und Ergebnisse diskutiert und Verbesserungsvorschläge dazu gemacht. Die Folgerungen waren:

- a) Im Fall  $B = 0$  gibt es eine exakte stoßfreie Theorie der Anlaufströme; für die Saugströme dagegen nur verschiedene Näherungen. Völlig fehlt bisher ein theoretischer Ausdruck für die Sondencharakteristik nahe dem Plasmapotential, was die experimentelle Ermittlung des Plasmapotentials erschwert. Hier darf man nicht für die Anlaufkomponente Gleichgewicht annehmen; es wurde deshalb die exakte räumliche Dichteverteilung der Anlaufkomponente für sphärische und zylindrische Geometrie abgeleitet. Ausserdem wird nahe dem Plasmapotential auch die Annahme einer monoenergetischen Saugkomponente fragwürdig. Für Sheathdicke klein gegen Sondenradius wurde eine verbesserte Bohm-Burhop-Massey Formel für den Ionen-Saugstrom angegeben.
- b) Von den Arbeiten, die den Fall  $B \neq 0$  behandeln, scheint keine ein verlässliches Ergebnis zu liefern. Ein Laborbericht ist vorbereitet.

#### 2. Sphärische Sonde (F. Hertweck, H.K. Wimmel)

Es wurde versucht, eine Theorie der sphärischen Sonde (Fall  $B = 0$ ) mit Hilfe von stoßfreien Momentengleichungen durchzuführen. Dazu wurden zunächst die Momentengleichungen in Kugelkoordinaten abgeleitet. Nach einer Methode von Grad wurden sodann mehrere mögliche Systeme von Randbedingungen hergeleitet. Wichtige Gründe sprechen gegen die weitere Verfolgung dieser Methode:

- a) Die Randbedingungen sind nicht eindeutig. Sie erlauben keine Überschall-Lösungen. Sie sind rein lokale Bedingungen.
- b) Vergleich mit dem Teilchenbild (Wlassow-Gleichung) ergibt, daß eine Entwicklung der Verteilungsfunktion nach Hermite-Polynomen sehr ungünstig sein kann (Vgl. Punkt III.7). Zur Zeit wird deshalb untersucht, ob eine Theorie der sphärischen Sonde durch numerische Lösung der exakten stoßfreien Gleichungen möglich ist.

### 3. Doppelsonde im Magnetfeld (F. Hertweck in Zusammenarbeit mit F. Boeschoten)

Von Bertotti ist die Theorie einer ebenen Sonde im starken Magnetfeld (Sondenflächennormale parallel zum Magnetfeld) behandelt worden. Ein Mangel dieser Theorie ist, daß das Gebiet, aus dem die Teilchen auf die Sonde gelangen, sehr groß ist, so daß es sich praktisch bis an die Gefäßwände erstreckt. Es wurde deshalb vorgeschlagen, zwei gegenüberliegende Sonden zu benutzen, die sich gegenseitig abschirmen, und deren Potentiale man unabhängig variieren kann. Eine entsprechende Anordnung ist von F. Boeschoten aufgebaut worden. Die Arbeiten hierzu sind erst im Anfangsstadium.

### III.10 Zylindrische Plasmagrenzschicht im Magnetfeld (H.K.Wimmel)

Im Zusammenhang mit Experimenten in der sogenannten Cabinet - Anordnung (F. Boeschoten, G. Siller u.a.) an einem Plasmastrahl im Magnetfeld bei Drucken von  $10^{-5}$  Torr wurde ein einfaches theoretisches Modell aufgestellt. Für das aus Wlassow- plus Poisson-Gleichung bestehende Gleichungssystem wurde eine stationäre zylindersymmetrische Lösung mit  $v_r = j_r = 0$  angesetzt: Für  $r \leq R$ , Boltzmann-Verteilung beider Plasmakomponenten; für  $r > R$ , Boltzmann-Verteilung oder null, je nachdem ob die Teilchenbahn in den Bereich  $r \leq R$  eintaucht oder nicht. Das entsprechende FORTRAN-Programm wurde getestet, mit dem Ergebnis, daß noch Korrekturen notwendig sind; insbesondere wird für die Poissongleichung doppelte Genauigkeit benötigt.

### III.11 Anfangsstadien eines $\theta$ -Pinches (K. Hain in Zusammenarbeit mit R. Chodura)

Durch numerische Integration der Bahngleichungen wurde die Energieverteilung der freien Elektronen und die Wahrscheinlichkeit dafür, daß sie auf die Wände des Entladungsgefäßes treffen, unter Vernachlässigung aller Wechselwirkungen berechnet. Die Rechnungen sind auf die Anfangsstadien einer  $\theta$ -Pinch-Entladung mit einseitiger Stromzuführung anwendbar.

### III.12 Vereinheitlichte Theorie der Relaxationsprozesse

(T. Kihara)

Professor Kihara (Tokio) hat als Gast des Institutes seine mit O.Aono begonnene Untersuchung über die Vereinigung der Stoßtheorie und der Wellentheorie der Dissipations- und Relaxationskoeffizienten von heissen Plasmen zu Ende geführt. Die Berücksichtigung der Zweierstösse allein liefert die richtigen Beiträge, die von engen Vorübergängen herrühren, und divergiert für ferne Vorübergänge, während die Wellentheorie diese richtig beschreibt, aber bei kleinen Stoßparametern (d.h. bei grossen Wellenzahlen) divergiert. Die Vereinigung beider Theorien erfolgt so, daß in willkürfreier Weise auch die Zahlenwerte im Argument des Coulomb-Integrals folgen. Voraussetzung ist, daß die Zahl der Teilchen im Debye-Volumen gross ist, aber nicht notwendig auch ihr Logarithmus.

## IV. Sonstige theoretische Arbeiten

### IV.1 Kabelreflexionen (K. Hain, F. Hertweck in Zusammenarbeit mit A. Knobloch)

Es sollte festgestellt werden, wie hoch maximal die Spannungsspitzen auf den Kabeln beim Anschluß an die grosse Pinchbatterie werden können um danach die Isolierung bemessen zu können. Dazu wurde ein Programm gefertigt, mit dem die Differentialgleichungen der Wellenfortpflanzung im Kabel numerisch gelöst werden sollen. Wegen Programmierungsschwierigkeiten liegen zur Zeit noch keine endgültigen Resultate vor.

### IV.2 Theorie der Laser-Emission (H. Hora)

Bei Fest-Körper-Lasern besteht das Problem, den Kristall mit einer nicht planen Oberfläche zu versehen, die für von der planen Rückseite ausgehende Wellen eine Fläche gleicher Phase ergibt. Es wurde ein gegenüber den bisherigen Herstellungsmethoden einfacheres Verfahren vorgeschlagen. Eine Untersuchung über die Möglichkeit, eine induzierte Emission für Übergänge zwischen einem kontinuierlichen und einem diskreten Niveau herbeizuführen, wurde begonnen. Es soll geprüft werden, ob man so eine leistungsstarke Lichtquelle aus einem Plasmastrahl erhalten kann. Über die dazu nötigen Filter und einer Möglichkeit ihrer Herstellung wurde bei Fa. Schott & Gen. Mainz, angefragt. Eine kürzlich erschienene Arbeit von D. Marcuse, die theoretisch induzierte Emission zwischen frei-frei-Übergängen (allerdings vorerst nur im Mikrowellenbereich, wenn überhaupt, experimentell ausführbar), liefert Anhaltspunkte zur Behandlung der gesuchten frei-gebunden-Emission.

### IV.3 Mikrowellendurchgang durch ein zylindrisches Plasma (W. Lünow in Zusammenarbeit mit M. Tutter)

Senkrecht zur z-Achse eines linearen Pinches wird Strahlung im Mikrowellenbereich eingestrahlt. Das Verhältnis von empfangender Leistung mit Plasma zu empfangender Leistung ohne Plasma soll zur

Diagnostik des Plasmas benutzt werden. Das entsprechende theoretische Problem wurde in strahlenoptischer Näherung abgeschlossen. Da der Brechungsindex des Plasmas für die Mikrowelle kleiner als 1 ist, ergibt sich mit Plasma ein kleinerer Anstellwinkel des Mikrowellenstrahles als ohne Plasma. Diese Winkel dienen als Maß für das gesuchte Leistungsverhältnis. Als Parameter treten die Halbwertsbreite der Elektronendichteverteilung im Plasma und das Verhältnis  $\omega_{pmax}^2/\omega^2$  ( $\omega_p$ -Plasmafrequenz;  $\omega$ -Frequenz der Mikrowelle) auf. Die Ergebnisse der Rechnung zeigten zum grossen Teil eine gute Übereinstimmung mit den Messungen. Spätere Rechnungen sind für noch andere Elektronendichteverteilungen vorgesehen.

Die strengere wellenoptische Betrachtung des Problems wird gegenwärtig bearbeitet. Dabei ergibt sich aus den Maxwell-Gleichungen für die elektrische Feldkomponente parallel zur z-Achse des Pinches eine partielle Differentialgleichung in r und t. Für konstante Leitfähigkeit des Plasmas sind analytische Lösungen bekannt. Der Plasmazylinder wird in konzentrische Schichten mit konstanter Leitfähigkeit und Permeabilität unterteilt. Mit geeigneten Rand- und Grenzbedingungen läßt sich ein System von komplexen, transzendenten Gleichungen aufstellen, das auf der Maschine gelöst werden soll. Aus den elektrischen Feldkomponenten können wiederum Schlüsse auf das gesuchte Leistungsverhältnis gezogen werden. Zudem sollen die Fortpflanzungsrichtung der Welle und ihre Phase am Empfangsort bestimmt werden.



## V Elektronische Rechenmaschine

### V.1 IBM 7090

Im September 1962 wurde eine elektronische Rechenmaschine des Typs IBM 7090 mit einer Maschine des Typs IBM 1401 dem Institut übergeben und der Leitung von Dr. K. Hain unterstellt. Sie wird seit Oktober regelmässig in einer Schicht täglich betrieben. Gemäß den Bewilligungsbedingungen des Bundesministeriums für Atomkernenergie wurde ein Teil der Rechenzeit auswärtigen Benutzern für wissenschaftliche Rechnungen nicht kommerzieller Natur überlassen. Die bisherige Benutzung verteilt sich gemäß der folgenden Tabelle:

Institut für Plasmaphysik	106 <sup>h</sup>	25 <sup>min</sup>
MPI für Astrophysik, München	24 <sup>h</sup>	15 <sup>min</sup>
MPI für Physik, München	5 <sup>h</sup>	19 <sup>min</sup>
Universität, München	4 <sup>h</sup>	5 <sup>min</sup>
Technische Hochschule, München	10 <sup>h</sup>	40 <sup>min</sup>
MPI für Eiweiß- u. Lederforschung, München	46 <sup>h</sup>	3 <sup>min</sup>
MPI für Chemie, Mainz	0 <sup>h</sup>	28 <sup>min</sup>
Universität, Hamburg	41 <sup>h</sup>	23 <sup>min</sup>
Universität, Bonn	2 <sup>h</sup>	20 <sup>min</sup>
Technische Hochschule, Aachen	5 <sup>h</sup>	44 <sup>min</sup>
IBM	2 <sup>h</sup>	43 <sup>min</sup>
Operator	5 <sup>h</sup>	44 <sup>min</sup>
Maschinenfehler	15 <sup>h</sup>	45 <sup>min</sup>
	<hr/>	
Zusammen:	270 <sup>h</sup>	54 <sup>min</sup>

Die Verteilung der Rechenzeit auf die einzelnen Abteilungen des Instituts zeigt die folgende Tabelle:

Theoret. Abtlg. (Physikalische Probleme)	59 <sup>h</sup>	56 <sup>min</sup>
Theoret. Abtlg. (Hilfsprogramme)	33 <sup>h</sup>	39 <sup>min</sup>
Experimentelle Abtlg. 1	0 <sup>h</sup>	51 <sup>min</sup>
Experimentelle Abtlg. 2	0 <sup>h</sup>	49 <sup>min</sup>
Experimentelle Abtlg. 3	3 <sup>h</sup>	15 <sup>min</sup>
Verwaltung	7 <sup>h</sup>	55 <sup>min</sup>
	<hr/>	
Zusammen:	106 <sup>h</sup>	25 <sup>min</sup>

## V.2 Kurvenschreiber

Der von Hewlett-Packard gelieferte Kurvenschreiber "Digital Magnetic Tape Plotting System" DY-6575 wurde in Betrieb genommen. Es wurde eine gute graphische Darstellung von Rechenresultaten erreicht, z.B. die graphische Darstellung der umfangreichen Resultate der Rechnungen über den  $\theta$ -Pinch (siehe diesen Bericht II.1). Eine Arbeit von mehreren Wochen wurde in wenigen Stunden erledigt; es ergab sich eine Einsparung von Rechenzeit auf der IBM 1401. Einige Teile arbeiten zwar immer noch nicht zur Zufriedenheit; es treten Schwierigkeiten beim automatischen Papiervorschub und beim Labelsuchbefehl auf. Beides ist schon bei Hewlett-Packard reklamiert worden.

## V.3 FORTRAN

Im Rahmen des Kundendienstes der IBM hielt Herr Hasselmeier (IBM) im April einen Kursus über die FORTRAN-Sprache und später im November eine Arbeitssitzung über FAP (Fortran-Assembly-Program) und IOCS (Input/Output Control System). Letzteres war für uns von besonderer Bedeutung, da Herr Jelić dieses System für das Verwaltungsprogramm benützt (siehe V.6); ausserdem wünschten wir dieses System besser kennenzulernen, da es die Grundlage für die Ein- und Ausgabe von FORTRAN IV bildet.

Herr Hasselmeier hat ausserdem das FORTRAN-Monitor-System unseren Wünschen entsprechend abgeändert. Es werden dadurch nur 6 statt 8 Magnetbandeinheiten für den normalen Monitorlauf verwendet und ausserdem kann dadurch besserer Gebrauch von dem "Tape-Switching" zwischen der 7090 und 1401 gemacht werden, dh. die Maschinen werden besser ausgenutzt.

## V.4 Kurse

Für die neu eingestellten Programmierer hielt Frau G. Hain einen Kursus über die FORTRAN-Sprache. O. Eder hielt einen Kursus über mathematische Verfahren im Hinblick auf die Programmierung.

### V.5 SHARE

Dr. K. Hain wurde als Vertreter unserer Rechenmaschinengruppe Mitglied der SHARE-Organisation, die dem internationalen Austausch von Programmen und Programmierungserfahrungen dient. Frau G. Hain ist in ihrem Rahmen Sekretärin der Untergruppe SEAS (SHARE European Association). Ihre Aufgabe ist es dabei die Sitzungsberichte zu schreiben, SHARE Mitteilungen an die europäischen Mitglieder weiterzuleiten, u.ä.

### V.6 Programme

Nach den Formeln und Flußdiagrammen von K. Hain und F. Hertweck schrieb Frau G. Hain eine Routine zur Integration von Systemen von Differentialgleichungen. O. Eder berechnete Tabellen für den Fehlbereich von Mittelwerten nach der "Student"-Verteilung. A. Jelić hat ein Programm geschrieben, mit dem die gesamte Gehaltsabrechnung des Instituts von der IBM 7090 durchgeführt werden kann. Er bearbeitet ein Programm für die Finanzbuchhaltung.

## VI Laborberichte und Veröffentlichungen

### 1. Laborberichte

- [1] IPP 2/14: "Discussion of two Dispersion Relations deduced from the Vlasov Equation" (E. Canobbio, R. Croci)

### 2. Veröffentlichte Arbeiten

- [2] "L'effetto Cerenkov e l'effetto Doppler anomalo in plasmi con campo magnetico" (E. Canobbio) Nuovo Cimento 23, 1073 (1962)
- [3] "Messung der radialen Elektronendichte- und Magnetfeldverteilung beim Thetapinch und Vergleich mit numerischen Rechnungen" (E. Fünfer, K. Hain, H. Herold, P. Igenbergs, F.P. Küpper) Z.f.Naturforschg. 17a, 11, (1962)