

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

1 9 6 1



Max-Planck-Institut
für Plasmaphysik
Verwaltungsbibliothek
Boltzmannstraße 2
D-85748 Garching bei München
90005227

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

M Ü N C H E N - G A R C H I N G

A B T E I L U N G 1

LEITER : PROF. DR. FÜNFER

Inhaltsübersicht

Zusammenfassung

- | | | |
|-------|---|---|
| I. | Theta-Pinch I | Dr. Herold, Decker, Mentel |
| II. | Theta-Pinch II | Dr. Keilhacker, v. Jaskowsky,
Pohl, Barbian |
| III. | Theoretische Überlegungen
zum Theta-Pinch | Dr. Chodura |
| IV. | Theta-Pinch III:
Interferometrische Bestimmung
der Elektronendichte | Dr. Andelfinger, v. Jaskowsky,
Igenbergs, Küpper |
| V. | Theta-Pinch IV:
1,5 MJ-Batterie | Dr. Andelfinger, Wunderlich |
| VI. | Tubular-Pinch I und II | Dr. Köppendörfer, Dr. Lehner,
Dr. Glock |
| VII. | z-Pinch: | |
| | a.) Untersuchung der Röntgen-
strahlung am z-Pinch I | Dr. Sommer |
| | b.) Messungen mit Mikrowellen
am z-Pinch II | Dr. Köppendörfer, Hermans-
Schlude dorfer |
| VIII. | Spezielle Diagnostikmethoden: | |
| | a.) Elektrische Sonden | Hofmann, Dr. Köppendörfer |
| | b.) Piezosonden | Büchl, Dr. Köppendörfer |
| | c.) Kurzzeitphotographie | Dr. Andelfinger |
| | d.) Magnetfeldmessung mit dem
Zeeman-Effekt | Dr. Andelfinger, Hübner, |
| | e.) Bildwandler | Nässl |

Zusammenfassung:

Entsprechend dem Forschungsprogramm 1961/62 waren die Arbeiten der Abteilung vorwiegend Untersuchungen des dynamischen Verhaltens schneller linearer Pinch-Entladungen gewidmet. Sie erstreckten sich auf den stabilisierten linearen z-Pinch, den Tubular-Pinch und den Theta-Pinch. Die Experimente stehen in direktem Zusammenhang mit dem Programm der theoretischen Abteilung und haben im Falle des linearen z-Pinch bereits zu Ergebnissen geführt, während die Rechnungen für den Tubular-Pinch und den Theta-Pinch begonnen bzw. in Vorbereitung sind. Eine wesentliche Erweiterung dieses Programms ist zu erwarten, wenn im Laufe des Jahres 1962 eine IBM Rechenmaschine in Garching installiert ist. Es sollen dann auch Erweiterungen der Rechnungen für den Fall der axialen Kompression beim Theta-Pinch, für den Einfluss von Neutralgas, für Strahlungsversuche u. a. durchgeführt werden.

Während bisher der Vergleich von Experiment und Rechnung nur mit Hilfe des gemessenen magnetischen Feldverlaufs aus Sondenmessungen möglich war, sollen in Zukunft auch weitere Parameter experimentell bestimmt und mit der Theorie verglichen werden. Dazu sind im Jahre 1961 eine Reihe von Diagnostikmethoden eingeführt und an verschiedenen Experimenten untersucht worden. Mit einem neu beschafften Mach-Zehnder-Interferometer wurden die ersten Versuche zur Bestimmung der zeitlichen und räumlichen Verteilung der Elektronendichte beim Theta-Pinch unternommen. Am linearen z-Pinch gelang es, mit elektrischen Doppelsonden lokal die zeitliche Abhängigkeit der Elektronendichte vom Entladungsablauf zu bestimmen. Zusammen mit spektroskopischen Untersuchungen der Linien- und Kontinuumsintensität, die seit einiger Zeit aufgenommen wurden, sollen damit Aussagen über Elektronentemperaturen gewonnen werden. In diesen Zusammenhang gehört auch die Messung der Elektronentemperatur durch Absorptionsmessungen an der beim Theta-Pinch auftretenden weichen Röntgenstrahlung und die Bestimmung von Elektronendichten mit Mikrowellen. Druckmessungen im Plasma mit Piezosonden sind seit längerer Zeit versucht worden, haben bis jetzt aber noch keine befriedigenden Resultate geliefert.

Die eben erwähnten Versuche wurden mit Batterien kleiner bis mittlerer Energie, d.h. von etwa 10 kJ bis zu 100 kJ durchgeführt. Da aus vielen theoretischen und experimentellen Untersuchungen hervorgeht, dass beim Theta-Pinch eine Verlängerung der Spule bei gleicher Energiedichte bessere Stabilitätsverhältnisse erwarten lässt, wurde mit der Planung einer 1,5 MJ - Batterie begonnen, deren wesentliche Bestandteile zur Fertigung an eine Industrie-Arbeitsgemeinschaft (AEG/SSW) vergeben wurde. Der Aufbau dieser Anlage soll Ende 1962 im Laboratorium begonnen werden. Die Inbetriebnahme ist Anfang 1963 zu erwarten.

Im Rahmen dieser Planung wurden 1961 eine grössere Zahl von Untersuchungen in Zusammenarbeit mit der Ingenieurabteilung durchgeführt, um Daten für die Konstruktion der Batterie zu ermitteln. U.a. wurde ein Typ von 4-fach-Funkenstrecken entwickelt, der eine möglichst sichere und gleichzeitige Zündung von einigen 100 Funkenstrecken erlaubt, wie sie in der Anlage benötigt werden. Besondere Probleme bietet auch die sogenannte Kollektorplatte, die zur Zuführung der gesamten Energie der Kondensatoren an die Spule der Theta-Pinchanlage dient. In mehreren Experimenten und Rechnungen wird versucht, Grundlagen für den günstigsten Aufbau einer solchen Kollektorplatte in Hinsicht auf geringe Induktivität und ausreichende mechanische und elektrische Festigkeit zu finden.

Um die experimentellen Möglichkeiten einer derartigen Anlage auszunutzen, wurde neben den bereits beschriebenen Diagnostikmethoden mit der Entwicklung neuer Methoden begonnen, so dass mit ihrem Einsatz bei Fertigstellung der Batterie gerechnet werden kann. Besonderes Gewicht wurde auf die Herstellung und Messung definierter Anfangsbedingungen beim Theta-Pinch gelegt, da dies für den Vergleich mit theoretischen Aussagen entscheidend ist. Es handelt sich dabei um die Erzeugung einer reproduzierbaren Vorionisierung, wodurch im Zusammenhang mit dem gewählten Anfangsdruck das eingefangene Magnetfeld nach Grösse und Richtung vorgegeben werden kann. Diese Versuche sind hauptsächlich an einer 30 kJ Theta-Pinchanlage durchgeführt worden. Zusammen mit theoretischen Überlegungen über den Mechanismus der Ladungsträgervermehrung im Aufbaustadium der Ent-

ladung erlauben die bisherigen Ergebnisse bereits eine weitgehende Vorausbestimmung der Anfangsbedingungen.

Neben den bisher benutzten Methoden der Vorionisierung durch hochfrequente Kabelschwingungen, durch eine zusätzliche lineare Entladung und durch eine schnelle Theta-Pinchbatterie wurde eine Vorionisierungsmethode durch Stosswellen begonnen, wobei durch 2 konische z-Pinche im Spulenraum axiale Stosswellen aufeinandertreffen und eine ausreichende Ionisierung bewirken sollen.

Da es sich gezeigt hat, dass magnetische Sonden im Plasma erhebliche Störungen insbesondere bei sehr heissen Plasmen verursachen, sind Versuche begonnen worden, den zeitlichen und räumlichen Verlauf der Magnetfelder mit Hilfe des Zeemaneffektes z.B. nach der Babcock-Methode zu messen.

Zur optischen Registrierung von Bewegungsvorgängen, an zeitaufgelösten Spektren u.a. wurden Drehspiegelkameras gebaut, ebenso wurden die schon vorhandenen Kerrzellenkameras weiter entwickelt. In Zukunft sollen auch Bildwandler benützt werden. Da es sich in fast allen Fällen gezeigt hat, dass die optische Strahlung sehr heisser und sehr reiner H- bzw. D-Plasmen nicht ausreicht, um eine photographische Registrierung bei hoher Zeitauflösung durchzuführen, wurde der Entwicklung photoelektrischer Methoden besondere Aufmerksamkeit gewidmet. In erster Linie wurde damit begonnen, die an anderen Stellen bereits angewandte Glasfibreroptik für die Untersuchung des zeitlichen Verlaufs von Linienprofilen, zu Messungen mit dem Dopplereffekt u.a. zu verwenden. Eine wichtige Anwendung kann diese Methode z.B. bei der Untersuchung der Rotation des Plasmas im Theta-Pinch finden. Ein neuartiges Verfahren zur oszillographischen Aufzeichnung zeitaufgelöster Spektren und speziell von Linienprofilen benützt eine Kombination von Bildwandler und Multiplier, wobei der Leuchtschirm des Bildwandlers, der infolge seiner Nachleuchtdauer für schnelle Vorgänge ungeeignet ist, ausgeschaltet wird.

I. Theta-Pinch I:

(Dr. Herold, Decker, Mentel)

Daten der Anlage:

Energie $W = 32$ kJ, Ladespannung $U = 40$ kV, Schwingungsdauer $T = 9,6$ μ sec
max. Spulenfeld $H_{\max} = 60$ A, Spulenlänge $l = 20$ cm, Spulendurchmesser =
9,0 cm.

Die Arbeiten am Theta-Pinch I befassten sich besonders mit den Anfangsvorgängen in der Entladung: mit der Ladungsträgervermehrung vor der Zündung und der Zündung selbst. Es wurde versucht, durch Beeinflussung des Zündzeitpunkts definierte Anfangsbedingungen für den weiteren Verlauf der Entladung vorzugeben, so dass wahlweise Magnetfelder verschiedener Grösse und Richtung eingefangen werden. Der Einfluss der eingefangenen Felder auf die Dynamik und das Stabilitätsverhalten des Theta-Pinchs wurde mit Sondenmessungen und Kerrzellenkameraaufnahmen untersucht. Messungen an den weichen Röntgenstrahlen aus der Entladung ergaben die Elektronentemperatur.

1.) Zur Untersuchung der Ladungsträgervermehrung in den Halbwellen vor der Zündung wurde neben der Röntgenemission besonders die Lichtemission vor der Zündung untersucht. Aus der Literatur ist bekannt, dass sich die relative Wahrscheinlichkeit für ionisierende und anregende Stösse über einen grossen Bereich der Energie der stossenden Elektronenenergien zwischen 100 eV und einigen MeV. Falls nicht sehr viele Elektronen mit Energien < 100 eV vorhanden sind, gibt die Lichtemission Aufschluss über den Verlauf der Ladungsträgervermehrung. Abb. I,1 zeigt den charakteristischen Verlauf eines Lichtimpulses (Gesamtlichtverlauf in Achsenrichtung) in der Halbwelle vor der Zündung. Das Maximum liegt etwa 0,3 μ sec nach dem Nulldurchgang des Stromes bei einer Halbwelldauer von 4,8 μ sec. Etwa zeitlich synchron mit dem Lichtimpuls tritt ein Impuls harter Röntgenstrahlen auf, der jedoch rascher abklingt. Die Untersuchungen an der Lichtemission erstreckten sich auf Emissionsort, spektrale Verteilung, Abhängigkeit der Lichtintensität vom Füllgasdruck und Verhältnis der Lichtintensitäten in aufeinanderfolgenden Halbwellen.

Die Gegenwart von Röntgenstrahlen, sowie theoretische Überlegungen (siehe Bericht Dr. Chodura) machen das Vorhandensein von relativ vielen Elektronen mit Energien grösser als die Ionisierungsenergie wahrscheinlich. Man kann deshalb die Ergebnisse der Lichtemissionsmessungen in Bezug auf die Ladungsträgervermehrung in den Halbwellen vor der Zündung wie folgt interpretieren:

- a.) Starke Ladungsträgervermehrung findet in einem Zeitbereich etwa vom Nulldurchgang bis zu einigen 10^{-7} sec nach Nulldurchgang statt. Wesentlich schwächere Vermehrung dauert über die ganze Halbwelle an.
- b.) Die Ladungsträgervermehrung erfolgt im ganzen Gasvolumen. Es wurde keine bevorzugte Vermehrung in Wandnähe gefunden. Eine Theorie der Ladungsträgervermehrung durch Wandstösse (T.H. Jensen u.a. Colorado Springs Meeting 1961) erscheint dadurch fraglich.
- c.) Die starke Ladungsträgervermehrung kann nicht durch Verunreinigungen erklärt werden.
- d.) Die aus dem Verhältnis der Lichtintensitäten in aufeinanderfolgenden Halbwellen abgeleiteten Vermehrungsfaktoren sind stark abhängig vom Gasdruck und haben Werte von $10 - 1000$ für Drucke von $1 - 3 \cdot 10^{-2}$ mm Hg Deuterium. Die oberen Werte würden die beobachteten Zündzeitpunkte (4.- 5. Halbwelle) ohne zusätzliche Annahme erklären.

2.) Die Untersuchungen zur Zündung wurden im Hinblick auf die Herstellung von definierten Anfangsbedingungen geführt. Es wurde versucht, durch Verschiebung des Zündzeitpunkts beim Nulldurchgang zwischen 1. und 2. Halbwelle Grösse und Richtung des eingefangenen Feldes zu ändern. Dies gelingt durch feinstufige Druckvariation. Bei dieser Methode ist der Druck nicht mehr frei wählbar. Deshalb wurde eine andere Methode entwickelt: Eine sehr schwache Vorionisationsentladung kann durch kontinuierlich variable Ankopplung an die Gasstrecke in ihrer Stärke geändert werden. Dies führt ebenfalls zu einer Änderung des eingefangenen Feldes durch Verschiebung des Zündzeitpunkts. Untersuchungen zu beiden Methoden wurden mit Hilfe von Messungen des Magnetfeldverlaufs, des Lichtverlaufs und des Verlaufs

von $\frac{dI}{dt}$ durchgeführt. Es gelingt, parallele Felder $< 500 \text{ G}$ bis etwa 1 kG und antiparallele Felder $< 500 \text{ G}$ bis etwa 4 kG einzufangen. Die Reproduzierbarkeit ist im Falle des parallelen Feldes gut, im Falle des antiparallelen Feldes noch nicht ausreichend. Der Druckbereich ist für antiparalleles Feld etwa $5 \cdot 10^{-2} - 10^{-1} \text{ mm Hg}$, Deuterium, bei Benutzung der 2. Halbwelle. Die Ergebnisse wurden auf der Tagung in Colorado Springs vorgetragen.

Ein Nachteil dieser Methoden zur Herstellung von eingefangenen Feldern wählbarer Grösse ist die Nichtbenutzung der 1. Halbwelle. Diese kann benutzt werden, wenn der Entladung ein stationäres Magnetfeld überlagert wird, das dem Feld der 1. Halbwelle entgegengerichtet ist.

3.) Es wurden Kerrzellenkameraaufnahmen der Entladung in Achsenrichtung bei vorgegebener Richtung und Grösse des eingefangenen Feldes gemacht. Die Belichtungszeit betrug 10^{-7} sec . Abb. I,3 gibt Beispiele der Aufnahmen für paralleles und antiparalleles eingefangenes Feld. In beiden Fällen treten Rayleigh-Taylor Instabilitäten an der Plasmaoberfläche auf. Solche Instabilitäten werden auch an der Innenseite des expandierenden Plasmazyinders beobachtet. Das Erscheinungsbild des Plasmas zur Zeit des Felddurchbruchs bei antiparallelem Feld deutet darauf hin, dass der Felddurchbruch ("anomale Diffusion") nicht durch makroskopische Instabilitäten oder durch Einfluss von eingebrachten Sonden, sondern durch Widerstandserhöhung wahrscheinlich im Zusammenhang mit Mikroinstabilitäten verursacht wird. Eingebrachte Magnetfeldsonden ändern das Bild des Plasmas nur wenig.

4.) Bei der Untersuchung der weichen Röntgenstrahlung wurde mit Absorptionsmethoden eine Elektronentemperatur von $100 - 200 \text{ eV}$ gemessen. Temperaturen über 100 eV treten nur auf, wenn hohe antiparallele Felder von etwa $3,5 \text{ kG}$ im Plasma eingeschlossen sind. Abb. I,2 zeigt ein Beispiel für den zeitlichen Verlauf der Emission weicher Röntgenstrahlen bei hohem antiparallelem Feld zusammen mit dem Feldverlauf im Plasma.

Abb. I,4 gibt eine Lochkameraaufnahme der Röntgenstrahlung wieder. Die Strahlung wird in der Aufnahme durch Absorber verschiedener

Dicke geschwächt. Bei eingeschlossenen Feldern unter $1 \text{ k}'$ liegen die gemessenen Temperaturen unter 100 eV . Bei parallelem eingeschlossenen Feld konnte keine Bremsstrahlung nachgewiesen werden. Es wird deshalb vermutet, dass die Elektronenaufheizung durch die Felddiffusion verursacht wird. Es wird ausserdem eine Aufheizung der Elektronen auf Temperaturen unter 100 eV bei den ersten Kompressionen des Plasmas festgestellt, die anscheinend nicht mit der Felddiffusion verknüpft ist.

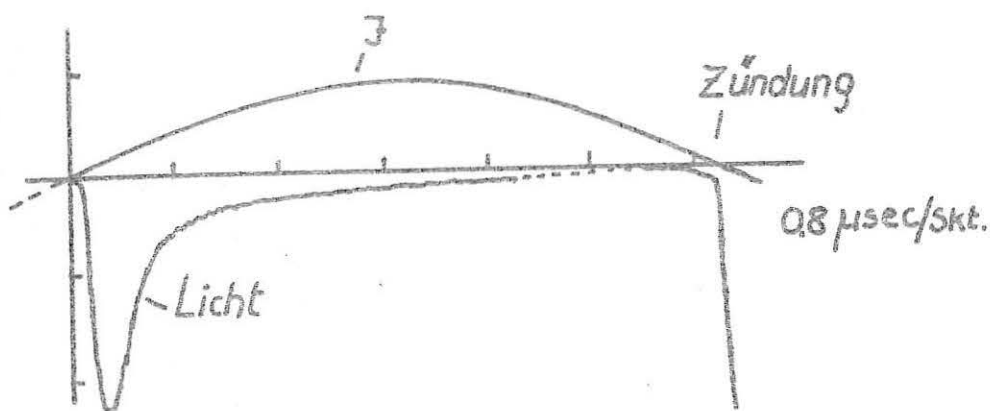


Abb. I,1:
 Lichtverlauf in der Halbwelle vor der Zündung
 in Achsenrichtung gemessen und Stromverlauf I,
 Druck $p_0 = 2 \cdot 10^{-2}$ Torr, H_2

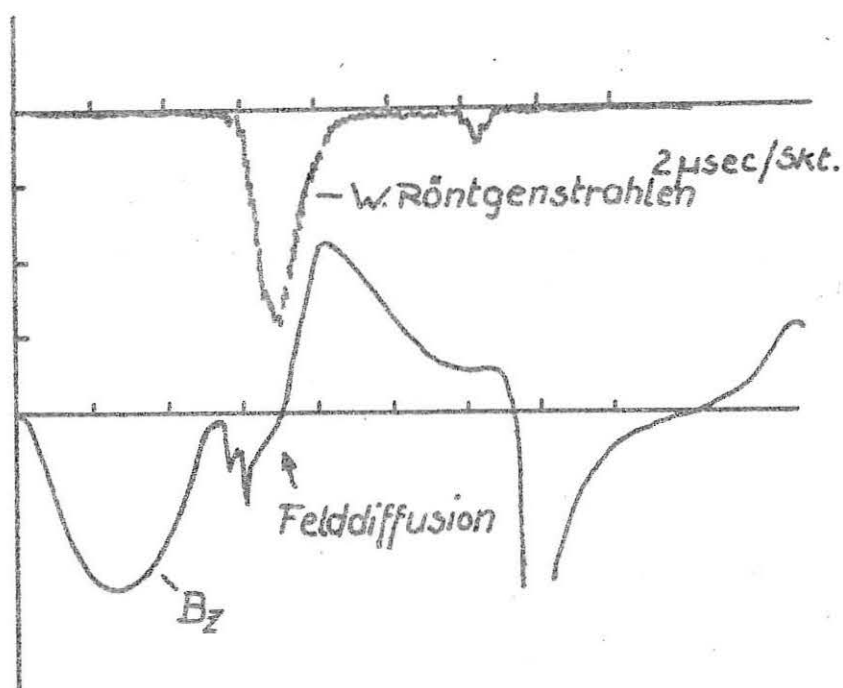


Abb. I,2:
 Magnetfeld B_z im Plasma und weiche Röntgen-
 strahlung

II. Theta-Pinch II:

(Dr. Keilhacker, v. Jaskowsky, Barbian, Pohl)

Daten der Anlage:

Energie $W = 40$ kJ, Ladespannung $U = 50$ kV, Schwingungsdauer $T = 6,2$ μ sec, max. Spulenfeld $H_{\max} = 72$ kG, Spulenlänge $l = 30$ cm, Spulendurchmesser $d = 5,2$ cm.

Am Theta-Pinch II wurden 1961 zwei voneinander relativ unabhängige Probleme untersucht:

Erstens wurden mit spektroskopischen Methoden Untersuchungen über das zeitliche Auftreten von Verunreinigungen (Art und Ionisierungsgrad der Teilchen) bei verschiedenen Arten der Vorionisierung durchgeführt und die radiale Verteilung der Teilchendichte aus der absoluten Kontinuumsintensität bestimmt. Diese spektroskopischen Dichtemessungen sollen mit interferometrischen Dichtemessungen (siehe Abschnitt IV) verglichen werden.

Zweitens wurde die bei den Entladungen auftretende harte Röntgenstrahlung (Härte einige 100 keV) näher untersucht.

1.) Spektroskopische Messungen:

Die spektroskopischen Methoden der Untersuchung von Teilchendichten und von Verunreinigungen bedienten sich teils photographischer, teils photoelektrischer Registrierung. Für die zeitlich stark aufgelösten Spektren wurden Geräte mit relativ geringer Dispersion verwendet. Deswegen waren zur Identifikation der Linien Standaufnahmen mit einem Spektrographen grösserer Dispersion notwendig.

Standaufnahmen:

Die Standaufnahmen zeigen im Sichtbaren und nahen Ultraviolett Linien verschiedener Ionisationsstufen aller Bestandteile des Hartglasgefässes, Si, O, Na, K, Ca, Ba, Al. (Abb. II,1)

Die höchsten beobachteten Ionisationsgrade waren Si IV (33.5 eV) und O VI (138 eV), wobei letzteres nicht ganz eindeutig ist. Die Aufnahmen zeigen starkes Kontinuumsleuchten aus einem Zylinder, dessen Radius mit dem erwarteten Kompressionsradius übereinstimmt.

Bei Beobachtung in Achsenrichtung wurde entlang den Wänden ein starkes Kontinuumsleuchten beobachtet, das nach Vergleich von Längs- und Queraufnahmen den Gebieten an den Spulenenden und weiter aussen zugeordnet werden muss. Ferner dienten die Standaufnahmen zur Auswahl eines linienfreien Gebietes der Kontinuumsstrahlung für die Dichtemessungen. Die Standaufnahmen und deren Auswertung sind in einem Laborbericht zusammengefasst worden.

Photographische Schmierspektren:

Die Schmierspektren erfassen einen 3-mikrosec-Ausschnitt aus der Entladung und der davorliegenden Vorionisierungsphase. Die Zeitzuordnung erfolgte durch photoelektrische Signale bei Beginn und am Ende der Aufnahme, die mit dem Stromverlauf auf einem Oszillogramm geschrieben wurden (Abb. 12). Das zeitliche Auftreten der verschiedenen Ionisationsgrade der Verunreinigungen zu verschiedenen Zeiten ohne und mit Vorionisierung wurde studiert. Ohne Vorionisierung erscheint NaI am Ende der Stromhalbwelle, in der die erste Durchzündung erfolgt, während mit Vorionisierung NaI und SiIII schon in der Halbwelle davor beobachtet wird. Dem Erscheinen der verschiedenen Ionisationsstufen können die entsprechenden notwendigen Energien zugeordnet werden (Abb. 13). Die Kontinuumsstrahlung wurde in fast allen Fällen zum Zeitpunkt des Strommaximums - mit einer Dauer von ca. 0,4 μ sec - festgestellt (Abb. 14).

Photoelektrische Dichtemessungen:

Um nach der Kramers- Unsöld'schen Methode die Ladungsträgerdichte in der Entladung zu bestimmen, wurde die ausgestrahlte Intensität absolut gemessen. Die transversal zur Achse emittierte Kontinuumsstrahlung wurde in verschiedenen Achsenabständen über einen Monochromator und Photomultiplier oszillographisch registriert. Der Absolutwert wurde durch Anschluss der Messung an einen Normal-Kohle-Bogen bestimmt. Die so erhaltenen Intensitäten in $\frac{\text{erg}}{\text{sec cm}^2}$ wurden unter der Annahme einer Zylindersymmetrie mit einem numerischen Verfahren (Abel'scher Integral) auf $\frac{\text{erg}}{\text{sec cm}^3}$ und dann auf $\frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^3}$ umgerechnet. Zur Verbesserung dieser Methode wurde die Kontinuumsintensität mit Lichtleitern gleichzeitig in verschiedenen Achsenabständen gemessen und daraus die radiale Dichteverteilung zu verschiedenen Zeitpunkten bestimmt. Diese

Messungen sind noch im Gange. Die spektroskopischen Messungen der radialen Dichteverteilung sollen mit den Werten aus interferometrischen Dichtemessungen verglichen werden, die in Achsenrichtung gemacht werden (siehe Abschnitt IV). Bei diesen interferometrischen Messungen der radialen Dichteverteilung erhält man Werte, die über die Gefässlänge gemittelt sind. Durch spektroskopische Dichtemessungen innerhalb und ausserhalb der Spule soll geprüft werden, inwieweit durch die "Endeffekte" Fehler bei der Integration über die Gefässlänge entstehen.

2.) Harte Röntgenstrahlung:

Am Theta-Pinch tritt Röntgenstrahlung mit einer Härte von einigen 100 keV auf, die auch von anderen Autoren beobachtet wurde. Es ist anzunehmen, dass sie durch Run-away-Elektronen erzeugt wird, die ihre hohen Energien im rasch ansteigendem Spulenfeld gewonnen haben.

Mit zwei Plastik (Terphenyl)-Szintillationszählern, von denen einer mit Blei oder Kupfer abgeschirmt war, wurde der zeitliche Verlauf von Intensität und Härte dieser Röntgenstrahlung untersucht. Die Versuche wurden in D_2 oder H_2 bei einem Druck zwischen $5 \cdot 10^{-3}$ und $8 \cdot 10^{-2}$ Torr und einer Aufladespannung von 40 kV durchgeführt. Die grösste Intensität der Röntgenstrahlung trat bei etwa $1 \cdot 10^{-2}$ Torr auf.

Zeitlicher Verlauf der Intensität:

Bei der beobachteten Röntgenstrahlung kann man im wesentlichen zwei verschiedene Formen der Röntgenimpulse unterscheiden (Abb. II,5): Einmal sehr steile, einige 10^{-7} sec dauernde Impulse, die gleichzeitig mit der starken Lichtemission der Entladung etwa zur Zeit des Nulldurchgangs des Spulenfeldes auftreten, zum anderen glockenförmige, meist zum Spulenfeld symmetrische Impulse, die sich fast über die ganze Halbwelle, also über einige 10^{-6} sec, erstrecken.

Die steilen Röntgenimpulse können in gleicher Weise wie die Lichtemission je nach Fülldruck und Stärke der Vorionisierung (vergl. Abschnitt I) einige 10^{-7} sec vor oder nach dem Nulldurchgang des Spulenfeldes liegen. Bei grösserer zeitlicher Auflösung zeigen diese Impulse mehrere Maxima, die den Kompressionsschwingungen der Plasmasäule entsprechen.

Die glockenförmigen Röntgenimpulse werden nur bei verhältnismässig langen Spulen ($L \geq 20$ cm beim Theta-Pinch II) oder bei Spulen mit magnetischen Spiegeln beobachtet. Ihre Intensität ist besonders gross in der Halbwelle vor der ersten Durchzündung des Gases (erkennbar durch starke Lichtemission und Kompressionsschwingungen auf den $\frac{dI}{dt}$ -Kurven). Sie verschieben sich deshalb mit steigendem Druck ($\hat{=}$ frühere Zündung) zu früheren Halbwellen (Abb. 15). In Halbwellen, nach denen nur eine schwache Zündung des Gases erfolgt (Abb. 15a), liegt das Maximum der Röntgenemission in der zweiten Hälfte der Halbwelle. Auch in Halbwellen nach der Zündung sind öfters glockenförmige Röntgenimpulse zu beobachten (Abb. 15a), und zwar vermutlich dann, wenn ein paralleles Magnetfeld eingefangen ist. Diese Vermutung soll durch Sondenmessungen näher untersucht werden.

Härte der Röntgenstrahlung:

Aus den Absorptionsmessungen kann die Härte der Röntgenstrahlung abgeschätzt werden. Für eine grobe Abschätzung kann man annehmen, die Röntgenstrahlung wäre durch monoenergetische Elektronen erzeugt worden. Multipliziert man dann die sich aus dem Verhältnis von auffallender zu durchgelassener Intensität I_o/I_μ ergebende Härte mit $3/2$ (das Maximum der Röntgenintensität liegt etwa bei $2/3$ der maximalen Energie), so erhält man die Energie E der Elektronen (Abb. 16, Kurve a.), die mit theoretischen Werten von Herrn Chodura (vergl. Abschnitt III) verglichen werden soll.

Um eine bessere Abschätzung zu erhalten, wurde die für bestimmte Energieverteilungen der Elektronen $F(E)$ und für die spektrale Intensitätsverteilung der Röntgenstrahlung $f(E, E')$ zu erwartende Gesamtintensität der Röntgenstrahlung I_o berechnet. Für $f(E, E')$ wurde die experimentell und theoretisch (von Kramer) gefundene Beziehung

$$(1) \quad f(E, E') = C \cdot Z (E - E') + Z^2 \cdot a$$

E = Energie der Primärelektronen

E' = Energie der Röntgenstrahlung, $0 \leq E' \leq E$

Z = Ordnungszahl

C, a = Konstante

benutzt.

Für $F(E)$ wurde ein Kastenprofil angenommen, d.h.

$$(2) \quad F(E) = \text{konstant für } 0 \leq E \leq E_{\max}$$

Damit ist allgemein die Intensität der Röntgenstrahlung mit der Energie E'

$$(3) \quad I(E') = \text{konstant} \cdot \int_{E'}^{E_{\max}} f(E, E') dE$$

und die Gesamtintensität der Röntgenstrahlung

$$(4) \quad I_0 = \int_0^{E_{\max}} I(E') dE'$$

Mit den Annahmen (1) und (2) erhält man (3) und (4)

$$(5) \quad I_0 = C^X \cdot \left(\frac{1}{6} E_{\max}^3 + Z \cdot \frac{a}{2} \cdot E_{\max}^2 \right)$$

Für die Gesamtintensität I_μ der durch einen Absorber der Dicke d und dem Absorptionskoeffizienten $\mu(E')$ hindurchgehenden Röntgenstrahlung erhält man in ähnlicher Weise

$$(6) \quad I_\mu = C^X \cdot \int_0^{E_{\max}} (A \cdot E'^2 - B \cdot E' + D) e^{-\mu(E')d} dE'$$

$$\text{mit } A = \frac{1}{2}, \quad B = Z \cdot a + E_{\max}, \quad D = \frac{1}{2} E_{\max}^2 + Z \cdot a \cdot E_{\max}$$

Dieses Integral wurde für verschiedene E_{\max} -Werte ($0 \leq E_{\max} \leq 1000$ keV) numerisch bestimmt. Damit kann für die verschiedenen Energien E_{\max} der Ausdruck $\ln I_0/I_\mu$ berechnet werden. Er ist in Abb. II,6, Kurve b für 2 mm Kupfer aufgetragen, so dass nun umgekehrt aus dieser Kurve bei gemessenem I_0 und I_μ die zugehörige Maximalenergie E_{\max} der Elektronen, die mit der Theorie verglichen werden sollen, abgelesen werden kann. Man sieht, dass die Kurven a und b im Bereich $0,6 < \ln I_0/I_\mu < 3,0$ um einen Faktor 1,7 bis 4,65 voneinander abweichen.

Wie in Abschnitt III näher ausgeführt wird, gewinnen die Elektronen in einem Zeitintervall von einigen 10^{-7} sec um den Nulldurchgang des Magnetfeldes herum nichtadiabatische Energie, während sie nach der Zeit Δt ein konstantes magnetisches Moment haben und der Energiegewinn dann dem Magnetfeld proportional ist. Abb. II,7 zeigt für die

zweite Halbwelle der Entladung den theoretischen zeitlichen Verlauf der maximalen Energie E_{\max} und zwei Reihen von Messwerten, die nach der zuletzt beschriebenen Näherung aus Absorptionsmessungen gewonnen wurden. Die Messwerte der Reihe a gehören zu der in Abb. II,5b wiedergegebenen Aufnahme und stimmen in Absolutwert und zeitlichen Verlauf gut mit den theoretischen Werten überein. Die Messwerte der Reihe b stammen von einer ähnlichen Aufnahme, wie sie in Abb. II,5a wiedergegeben ist. Die Maxima von Intensität und Energie werden hier erst nach dem Feldmaximum erreicht.

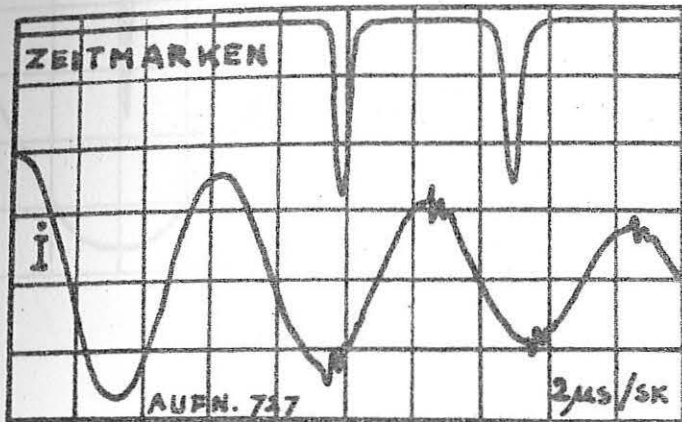


Bild II,2:

Zeitzuordnung der Schmierspektren zum Stromverlauf

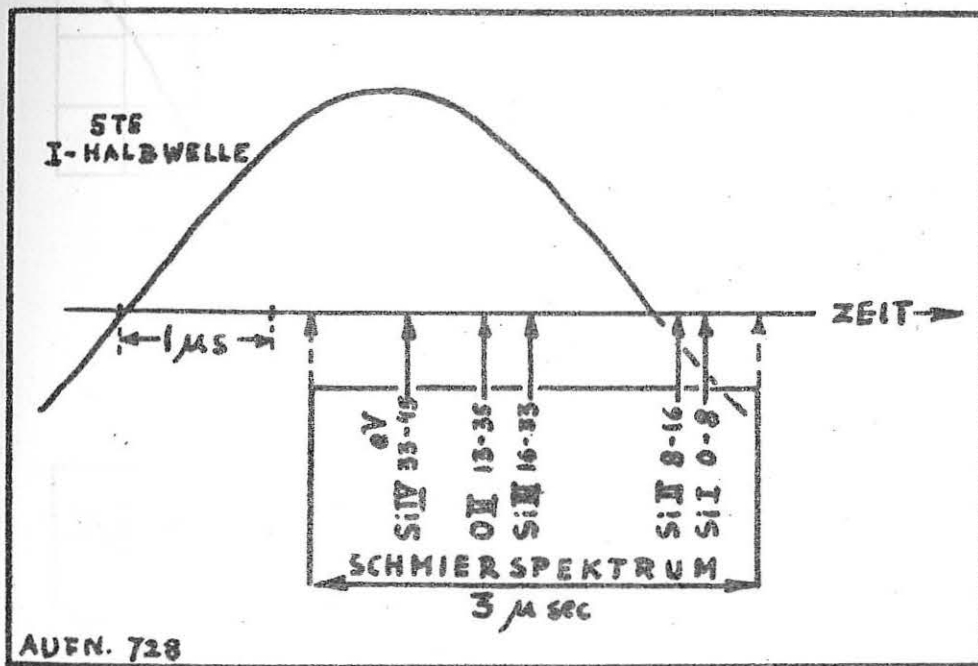
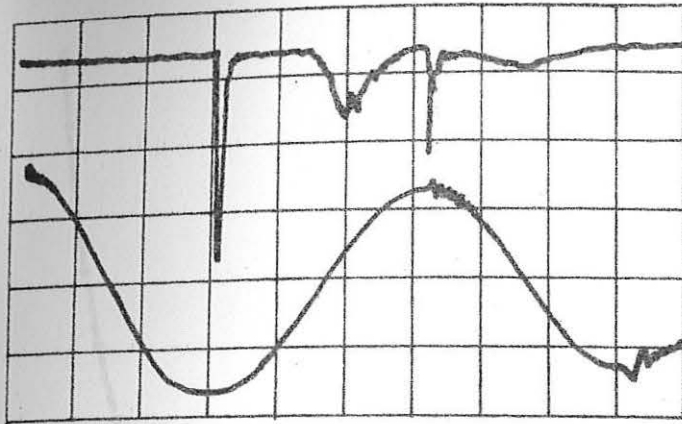


Bild II,3:

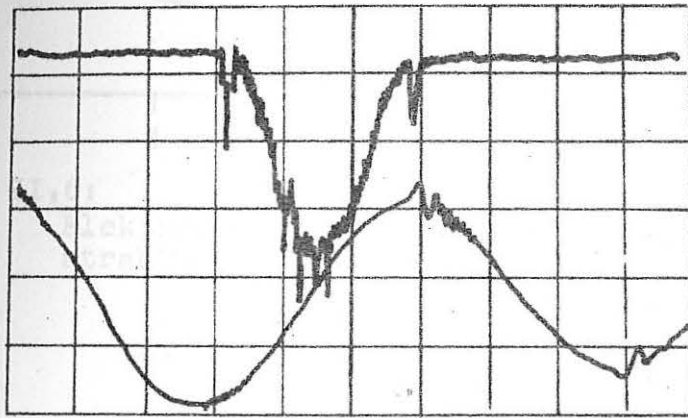
Zeitliches Auftreten verschiedener Ionisationsstufen



Röntgenstrahlung

a) Aufn. 85
 $p = 1,4 \cdot 10^{-2}$ Torr

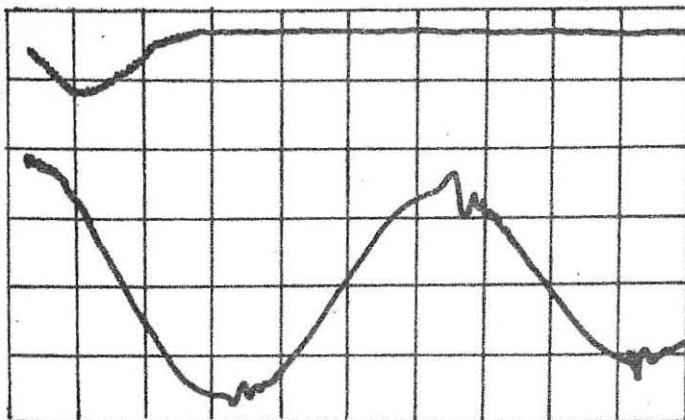
dJ/dt



Röntgenstrahlung

b) Aufn. 93
 $p = 2,0 \cdot 10^{-2}$ Torr

dJ/dt



Röntgenstrahlung

c) Aufn. 131
 $p = 3,0 \cdot 10^{-2}$ Torr

dJ/dt

Abb.II,5:

Röntgenstrahlung und dI/dt bei Entladungen in D_2 .

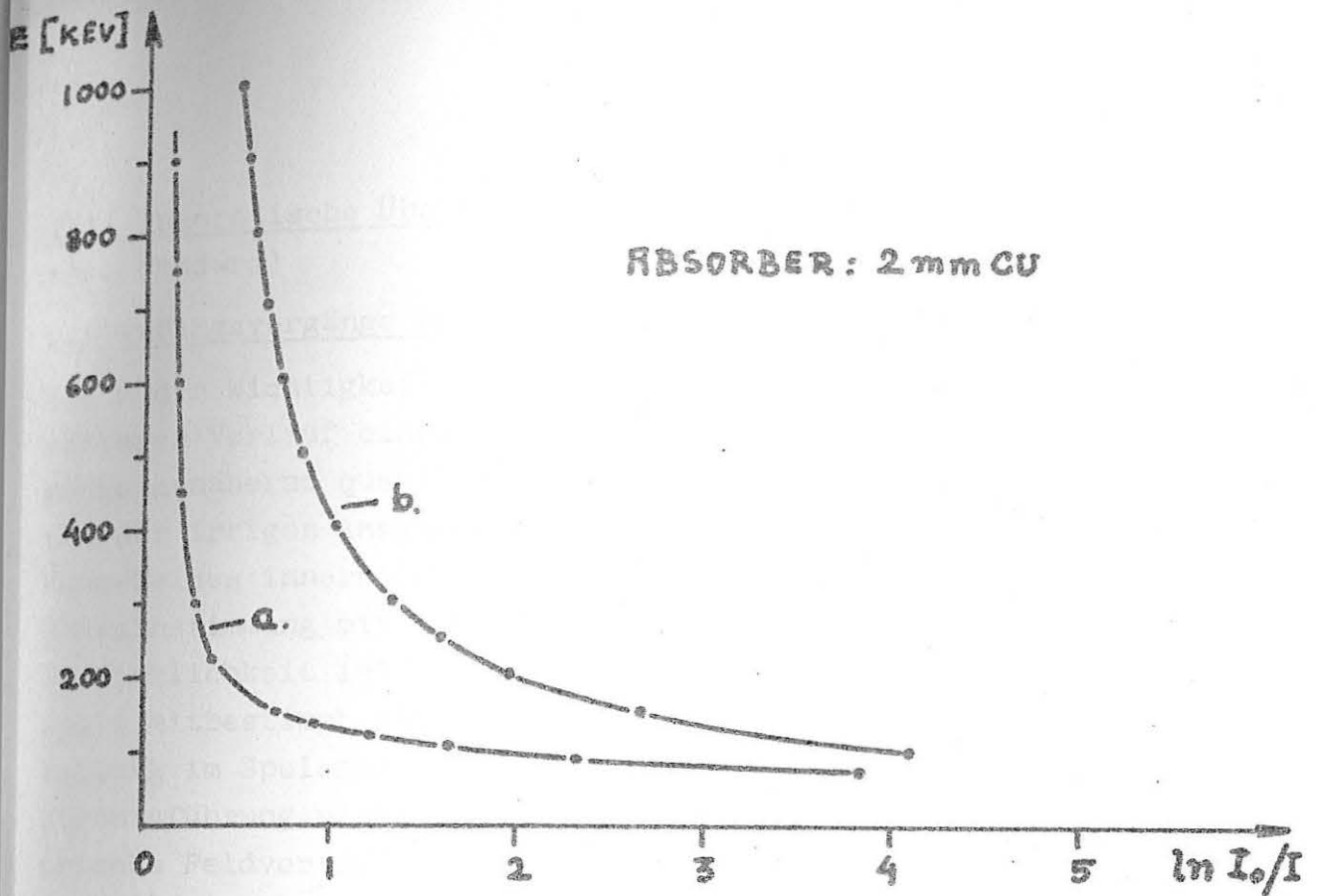


Abb. II, 6:

Elektronenenergie E in Abhängigkeit von den Röntgenstrahlungsintensitäten I_0 und I.

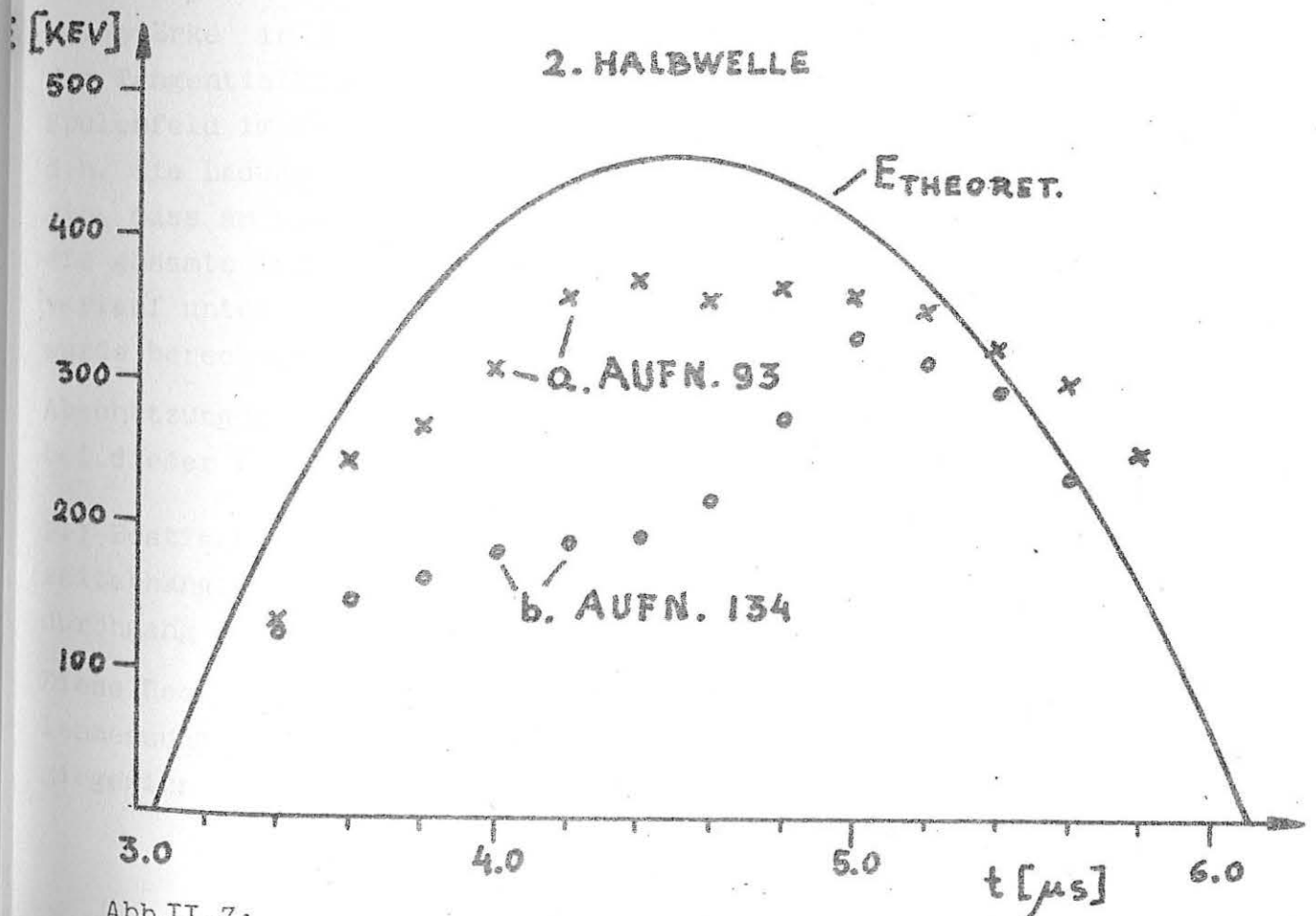


Abb. II, 7:

Vergleich von theoretisch zu erwartenden und experimentell bestimmten Werten für die Elektronenenergie E.

III. Theoretische Überlegungen zum Theta-Pinch:

(Dr. Chodura)

1.) Anfangsvorgänge beim Theta-Pinch:

Wegen der Wichtigkeit des Zündvorgangs und Schichtaufbaus für den weiteren Verlauf eines Theta-Pinch-Experiments sollten diese Vorgänge annähernd quantitativ verfolgt werden. Frühere Rechnungen waren von der irrigen Annahme eines zylindersymmetrischen elektrischen Vakuum-Feldes innerhalb der Spule ausgegangen und führten nicht zur Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen über die Zündung. In Wirklichkeit ist jedoch das elektrische Feld innerhalb der Feldspule mitbestimmt durch Randbedingungen, die sich aus der Feldverteilung im Spulenmaterial selbst ergeben und da die Spule durch die Stromzuführung nicht zylindersymmetrisch ist, ist es auch die elektrische Feldverteilung im Inneren der Spule nicht.

So ergibt z.B. für $\sqrt{\frac{4\pi\omega}{\xi}}$. $R \gg 1$ (R = Spulenradius, ω = Frequenz des Spulenstroms, ξ = spez. Widerstand des Spulenmaterials) d.h. für gute Leitfähigkeit der Spule und schnelle Vorgänge, dass die elektrische Feldstärke in der Spule überall verschwindet. Wegen der Stetigkeit der Tangentialkomponente von ξ heisst dies aber, dass das elektrische Spulenfeld im Spuleninnern senkrecht auf die Spulenwand treffen muss, d.h. die Ladungsverteilung an der Spulenoberfläche stellt sich so ein, dass am Spuleninnenrand keine Tangentialfeldstärke auftritt und die gesamte induzierte Spannung an der Zuleitung abfällt. Der Feldverlauf unter diesen Randbedingungen ($\text{rot } \xi = -\dot{A}$, $\xi \text{ tang } (R) = 0$) wurde berechnet und ist in Abb. III,1 dargestellt.

Abschätzungen für den Verlauf der Ionisation und der Röntgenstrahlung bei dieser Feldverteilung in der Anfangsphase werden ausgearbeitet.

2.) Bestimmung des magnetischen Moments von Teilchen im homogenen zeitabhängigen Magnetfeld im nichtadiabatischen Bereich um den Nulldurchgang des Magnetfeldes.

Diese Rechnungen wurden angestellt im Zusammenhang mit Röntgenstrahlungsmessungen am Theta-Pinch (siehe Abschnitt II). Sie sollen den Energiegewinn geladener Teilchen in sehr schnell veränderlichen Magnet-

feldern bei zylindersymmetrischer Verteilung des elektrischen Feldes erfassen, also z.B. von Teilchen, die sich stossfrei im eingefangenen Magnetfeld einer kontrahierenden Plasmasäule bewegen. Je nach den Parametern des in Abb. III,2 dargestellten Verlaufs von $B(t)$, d.h. je nach Grösse und Vorzeichen von B_0 und je nach der Steigung von $B(t)$ beim Nulldurchgang geht das magnetische Moment eines anfangs ruhenden Teilchens gegen verschiedene Grenzwerte μ . Für grosses B_0 . Abb. III,3 zeigt die Abhängigkeit der Grösse μ von diesen Parametern, q bzw. m sind die Ladung bzw. Masse des Teilchens, R ist der grösste Abstand von der Achse, den das Teilchen im Verlauf seiner Bewegung erreicht. Für grosses positives B_0 ändert das Teilchen sein ursprüngliches magnetisches Moment $\mu = 0$ wenig, für abnehmendes B_0 wird diese Änderung immer grösser und pendelt nach Durchlaufen eines Maximums für $B_0 \rightarrow -\infty$ gegen den gestrichelt eingezeichneten Wert.

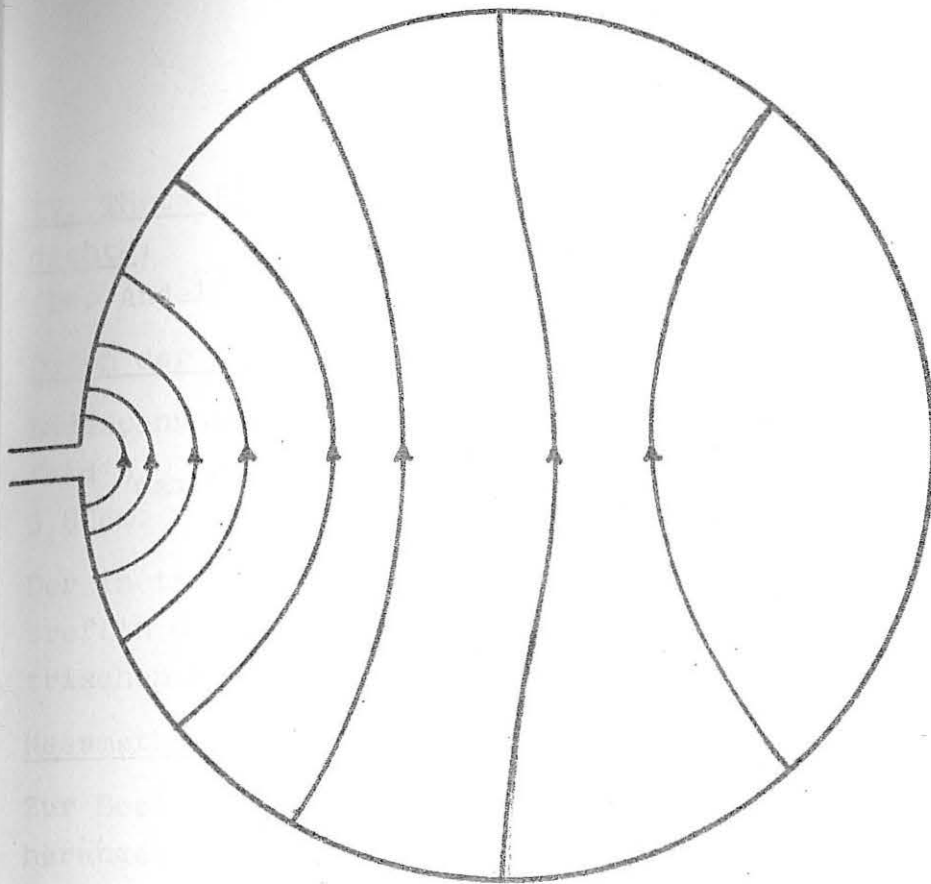


Abb. III,1:
Verteilung des elektrischen Vakuum-Feldes in einer Theta-Pinch-Spule

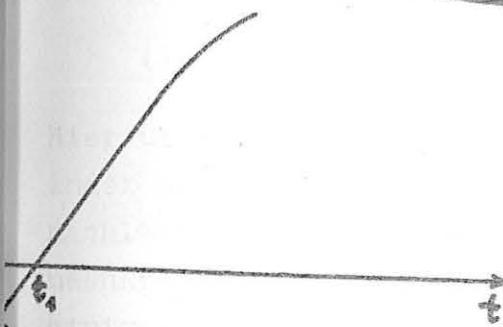


Abb. III,2

Abb. III,3:
Asymptotisches magnetisches Moment μ für grosses Magnetfeld B bei verschiedenem zeitlichen Verlauf von B nach Abb. III,2

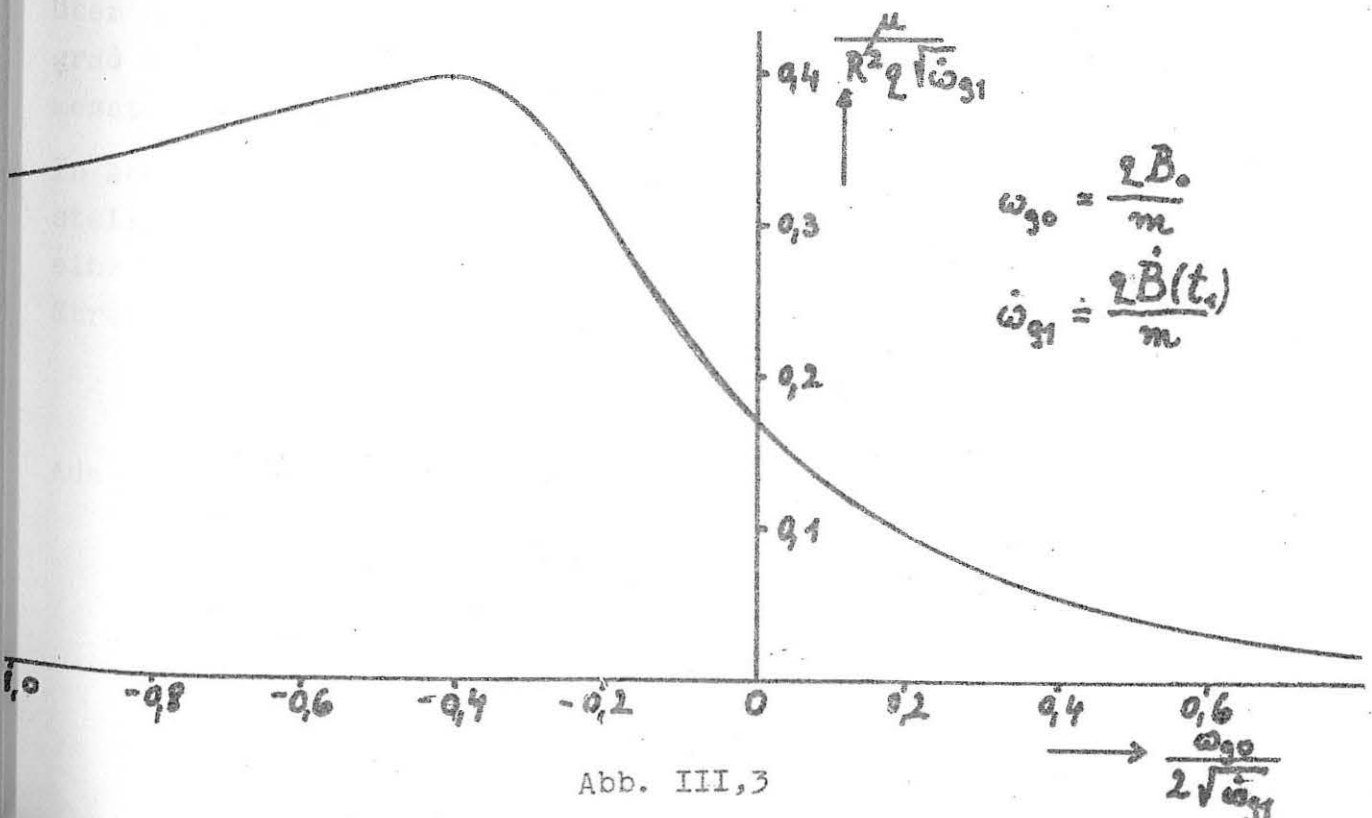


Abb. III,3

IV. Theta-Pinch III: Interferometrische Bestimmung der Elektronendichte:

(Dr. Andelfinger, v. Jaskowsky, Igenbergs, Küpper)

Daten der Anlage:

Ladespannung $U = 18$ kV, Schwingungsdauer $T = 7,2$ μ sec, max. Spulenfeld $H_{\max} \hat{=} 53,2$ k Γ , Spulenlänge $l = 16$ cm, Spulendurchmesser $d = 5,8$ cm.

Der Theta-Pinch III wurde kurzfristig aufgebaut, um sofort nach Eintreffen des Mach-Zehnder-Interferometers von Zeiss mit interferometrischen Messungen beginnen zu können.

Messmethode:

Zur Bestimmung der Elektronendichte wird die Dispersionsgleichung herangezogen. Für Elektronen und Protonen lautet sie

$$(1) \quad n = 1 + 2\pi N \cdot e^2 / m\omega^2 = 1 + N \cdot e^2 \lambda^2 / 2\pi \cdot mc^2$$

Hieraus ist zu sehen, dass der Beitrag der Protonen zum Brechungsindex wegen ihrer grossen Masse gegenüber dem der Elektronen zu vernachlässigen ist. Der Beitrag der neutralen Wasserstoffatome ist zunächst nicht berücksichtigt worden. Es wird angenommen, dass nach einigen $1/10$ μ sec, d.h. nach dem Durchlaufen der zylindrischen Stoss-welle, der Wasserstoff vollionisiert ist. Dies trifft bei Temperaturen über ca. 30.000 $^{\circ}$ K zu. Z.Zt. wird überprüft, bis zu welchem Ionisationsgrad die Neutralteilchen einen Beitrag liefern, der über die rein messtechnischen Fehler hinaus geht.

In Abb. IV,1 ist das Mach-Zehnder-Interferometer schematisch dargestellt. Eine Änderung des Lichtweges $n \cdot L$ im Messtrahlengang ruft eine Verschiebung der Interferenzstreifen hervor. Die Anzahl h der Streifenverschiebungen ist gegeben durch:

$$(2) \quad h = L \Delta n / \lambda$$

Aus (1) und (2) gewinnt man

$$(3) \quad \Delta N = 2\pi c^2 m h / L e^2 \lambda$$

Für die benützte Wellenlänge von $\lambda = 5400 \text{ \AA}$ folgt für Elektronen bei Verschiebung um eine Streifenbreite $N_e = 2,54 \cdot 10^{16} \text{ l/cm}^3$.

Die Streifenverschiebung wird mittels einer Drehspiegelkamera, deren Spalt horizontal durch die Gefässachse geht, zeitlich aufgelöst. Die Schreibgeschwindigkeit beträgt $2,4 \text{ mm}/\mu\text{sec}$, die Zeitauflösung $5 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$. Abb. IV,2 zeigt eine Schmierkameraaufnahme mit offener Blende, bei der die Interferenzstreifen vom Eigenleuchten überstrahlt wird. Das Eigenleuchten der 1. Halbwelle ist allerdings zu schwach, so dass sie nicht sichtbar ist. Abb. IV,3 gibt das zeitaufgelöste Interferenzstreifenbild. Die Auswertung der Streifenverschiebungen ergab die Elektronendichteverteilung, wie sie in Abb. IV,4 aufgezeichnet ist. Für die Auswertung wurde vorausgesetzt, dass das Plasma über die ganze Spulenlänge die gleiche Konfiguration hat und im Spulenraum verbleibt. Dies ist sicher nur für eine beschränkte Zeit der Entladung berechtigt. Es muss noch untersucht werden, in welchem Ausmass die Endverluste das Ergebnis verfälschen. Die gezeigten Kurven sind nur als Zwischenergebnis zu werten. Bei der 2. Halbwelle wird die Dichteverteilung zu einem späteren Zeitpunkt stark unsymmetrisch. Dies ist im Einklang mit der Unsymmetrie der Entladung, wie sie aus den am Theta-Pinch I gemachten Kerrzellenaufnahmen hervorgeht.

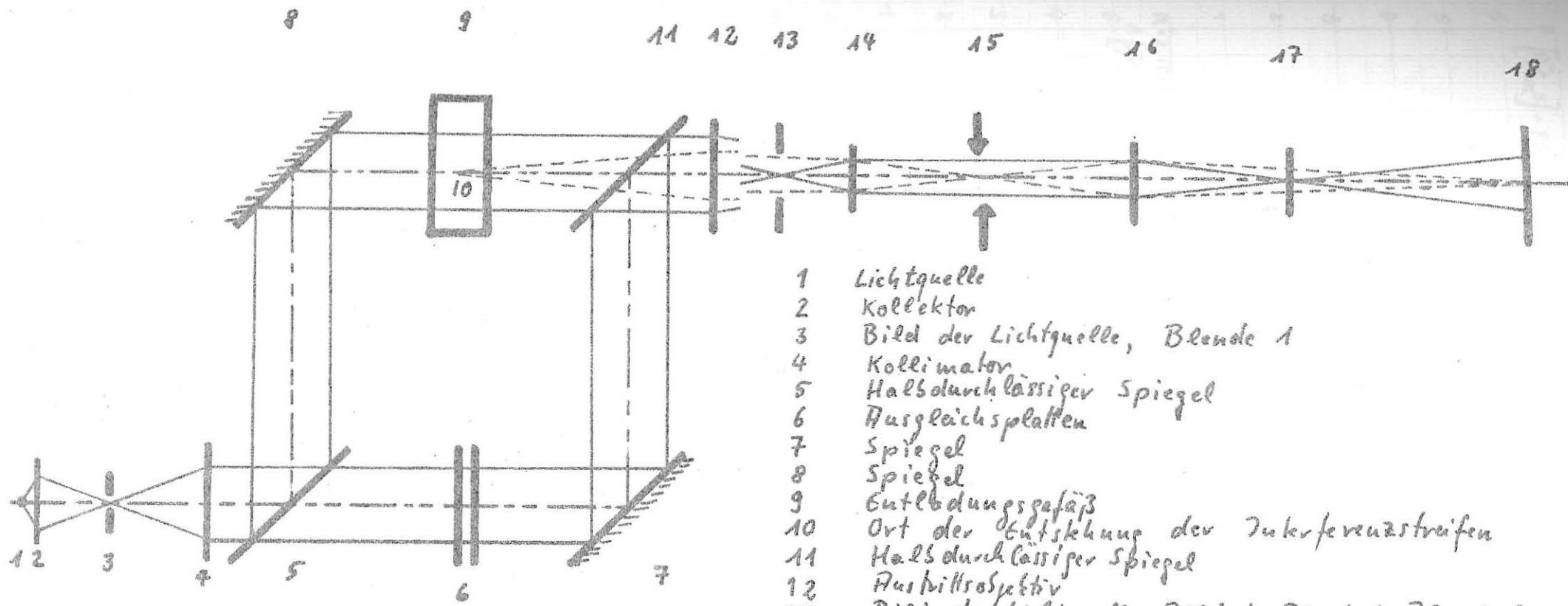
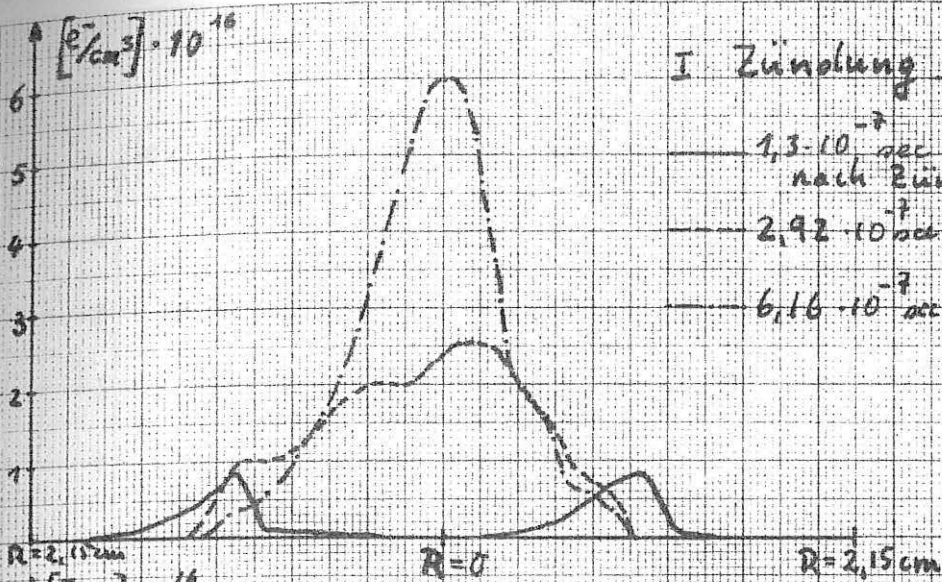


Abb. IV,1:
Schematische Darstellung des
Mach-Zehnder-Interferometers

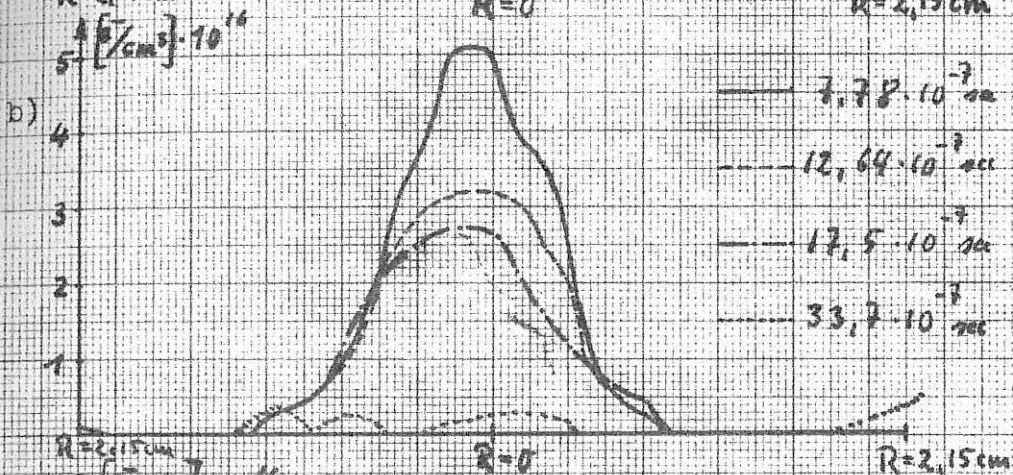
- 1 Lichtquelle
- 2 Kollektor
- 3 Bild der Lichtquelle, Blende 1
- 4 Kollimator
- 5 Halbdurchlässiger Spiegel
- 6 Ausgleichsplatten
- 7 Spiegel
- 8 Spiegel
- 9 Entladungsgaß
- 10 Ort der Entstehung der Interferenzstreifen
- 11 Halbdurchlässiger Spiegel
- 12 Ausbittroobjektiv
- 13 Bild der Lichtquelle, Bild der Blende 1, Blende 2
- 14 Abbildungsobjektiv
- 15 Bild der Streifen, Ort des Spaltes, Verschluss
- 16 Abbildungsobjektiv
- 17 Bild der Lichtquelle und Blenden, Drehspiegel
- 18 Film (Bild der Streifen + Spalt)

Abb. IV, 4 a)



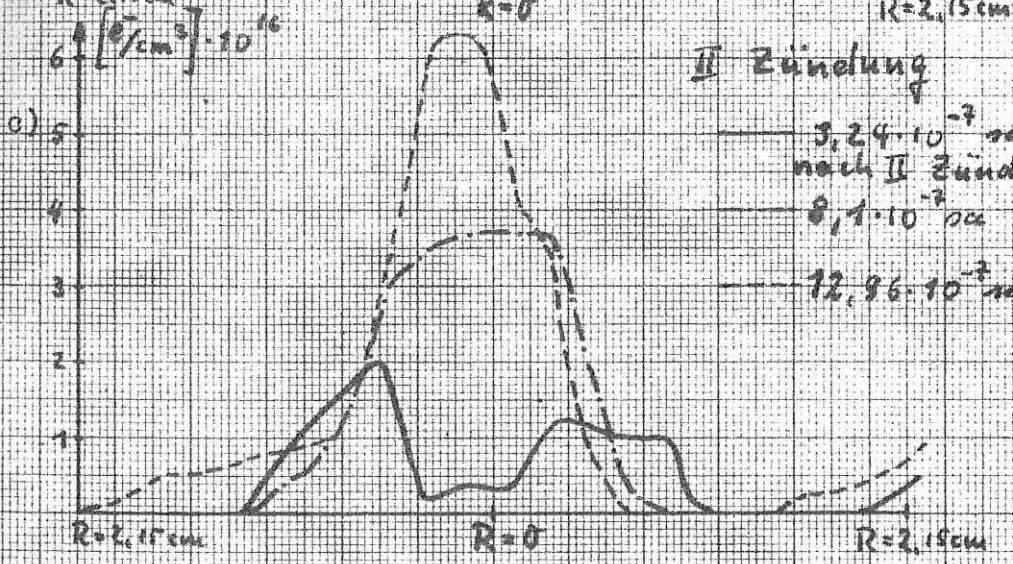
I Zündung

- 1,3 · 10⁻⁷ sec
- nach Zündung
- 2,92 · 10⁻⁷ sec
- 6,16 · 10⁻⁷ sec



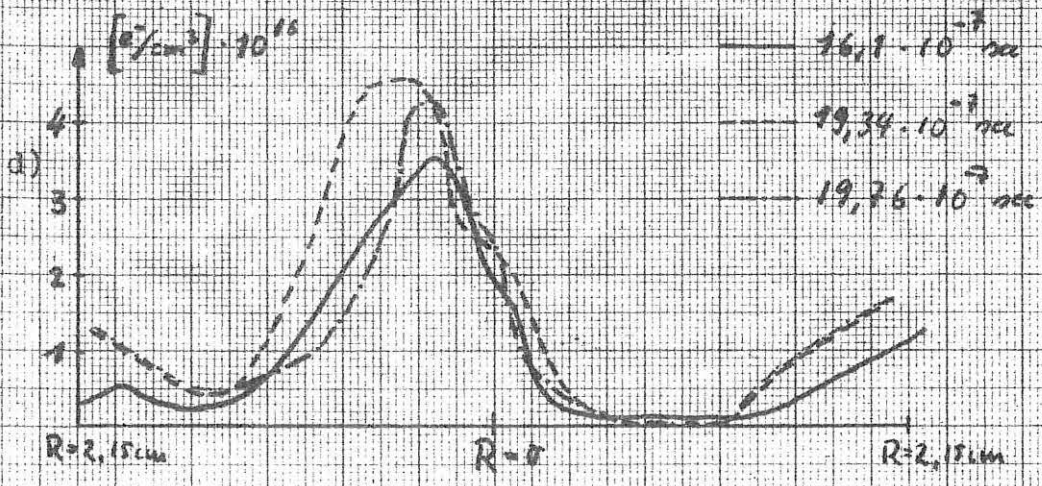
II Zündung

- 7,78 · 10⁻⁷ sec
- 12,64 · 10⁻⁷ sec
- 17,5 · 10⁻⁷ sec
- 33,7 · 10⁻⁷ sec



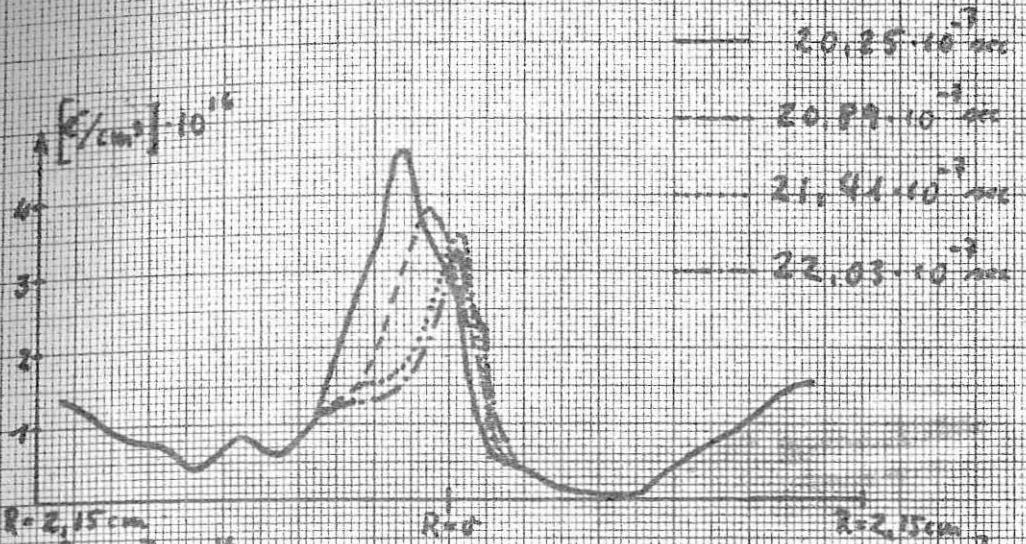
nach II Zündung

- 5,24 · 10⁻⁷ sec
- 8,1 · 10⁻⁷ sec
- 12,96 · 10⁻⁷ sec



- 16,1 · 10⁻⁷ sec
- 19,34 · 10⁻⁷ sec
- 19,76 · 10⁻⁷ sec

e):



f):

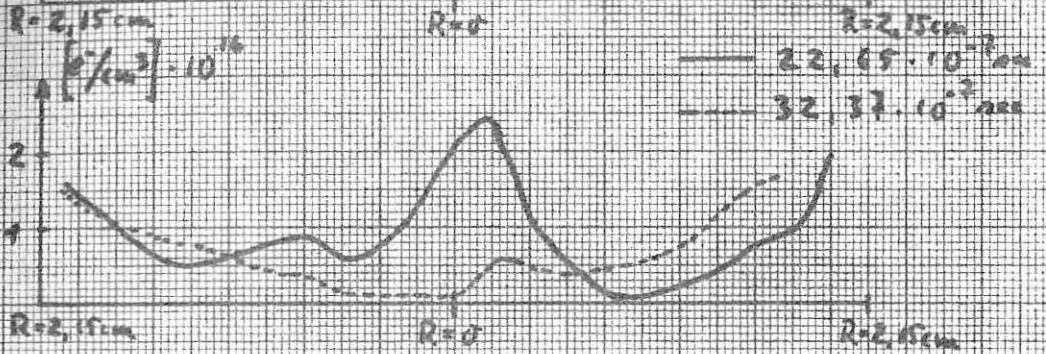


Abb. IV, 4 a bis f:

Radiale Verteilung der Elektronendichte zu verschiedenen Zeiten.

V. Theta-Pinch IV: 1,5 MJ-Batterie

(Dr. Andelfinger, Wunderlich)

Die geplante 1,5 MJ-Batterie soll der Energieversorgung für eine große Theta-Pinchspule dienen. Es ist dabei an Spulen von 1 - 2 m Länge und 10 cm Durchmesser gedacht. Die damit erreichbaren Magnetfelder liegen bei 90 - 200 kG. Die Konzeption der Batterie wurde in Zusammenarbeit mit der Ingenieurabteilung so weit fixiert, dass sie der ausführenden Arbeitsgemeinschaft AEG/SSW in Auftrag gegeben werden konnte.

Die Daten der Anlage sind:

Spannung $U = 30 \text{ kV}$ bei einer Lebensdauer von 10^5 Entladungen
 $\approx 40 \text{ kV}$ $5 \cdot 10^3$ Entladungen,

Kapazität $C = 3330 \text{ } \mu\text{F}$, aufgeteilt auf 3024 Kondensatoren in 252 Teilkreisen. Die Ausseninduktivität der Batterie soll 3 nHy nicht überschreiten. Der maximale Spulenstrom ist auf 22 MA begrenzt. Dieser Wert wird bei 30 kV und 3 m Spulenlänge erreicht.

Jeder Teilkreis wird mit einer Drei-Elektroden-Funkenstrecke geschaltet, deren Streuzeit in einem Arbeitsbereich von ca. 5 kV bei 30 nsec liegt. Die Stromführung zur Kollektorplatte erfolgt über 756 Leistungskabel mit einem Wellenwiderstand von 17 Ohm und einer Induktivität von 110 nHy/m . Zur Zeit werden in Stuttgart im AEG-Werk 6 Teilkreise zu Testzwecken aufgebaut.

Zur Dimensionierung der Kollektorplatte wurden Modellversuche und Rechnungen angestellt. Daraus ergab sich als günstiger Wert eine Breite von 7 m und eine Länge von 1 m . Bei 1 mm Plattenabstand liegt die Induktivität der Kollektorplatte bei ca. 1 nHy , wenn eine 1 m -Spule angeschlossen wird. Die Ingenieurabteilung hat sich mit der konstruktiven Ausarbeitung befasst. Zur Sicherheit des Bedienungspersonals ist ein umfangreiches Verriegelungssystem vorgesehen. Der Zustand dieser Sicherheitseinrichtungen kann an einem Blindschaltbild im Steuerraum verfolgt werden.

Eine sog. Simatic-Überwachungsanlage überprüft den Lade- und Entladezustand der Teilkreise. Diese Anlage ist mit Hallgeneratoren von der Kondensatorbatterie galvanisch entkoppelt. Im Steuerraum befindet sich eine Summen- und Einzelüberwachung in Form eines Lampentableaus. Bei dem Umfang der Anlage ist dies zur Erleichterung der Fehlersuche notwendig. Mit dem Aufbau der Anlage soll im Spätjahr 1962 begonnen werden. Die Batterie soll im Frühjahr 1963 in Betrieb genommen werden.

Problem der Vorionisierung:

Bei den geplanten langen Spulen kann man mit den bisher angewandten hochfrequenten Kabelschwingungen keine wirksame Vorionisierung im ganzen Spulenraum erreichen. Bei der grossen Distanz der Elektroden werden die Hochfrequenzfelder sehr schwach und zum Teil auch durch die metallische Spule kurzgeschlossen. Es werden daher zwei Methoden der Vorionisierung untersucht.

a.) Mit einer sehr schnellen Theta-Pinchanordnung, ähnlich wie bei Kolb, hierfür ist eine kleine Batterie in Vorbereitung. Sie hat folgende Daten:

$W = 1 \text{ kJ}$, $U = 25 \text{ kV}$ (später 30 kV), $T = 1,56 \text{ } \mu\text{sec}$, $H_{\text{max}} = 3,75 \text{ kG}$,
 $l = 20 \text{ cm}$ mit einer Spule von $L = 1 \text{ m}$, $d = 10 \text{ cm}$.

b.) Daneben wird versucht, durch zwei axiale Stosswellen, die gegeneinanderlaufen und in der Spulenmitte aneinander reflektieren, eine reproduzierbare Vorionisierung zu erreichen. Die axialen Stosswellen sollen durch zwei konische z-Pinchentladungen an den Enden eines 1 m langen Rohres erzeugt werden. Der Aufbau der Anordnung steht gegenwärtig vor dem Abschluss. Als Energiespeicher dienen zwei von der Ing.-Abteilung entwickelte und gebaute Baukastenbatterien. An Untersuchungen sind vorgesehen:

Geschwindigkeitsmessung der einlaufenden und reflektierten Stosswelle, Bestimmung der Lebensdauer des Plasmas zwischen den beiden reflektierten Stosswellen, Bestimmung der Temperatur, Erzeugung von Verunreinigungen durch Wandberührung der Stosswelle, Einfluss eines magnetischen Führungsfeldes, wie es bei den Theta-Pinchentladungen in Form des quasistationären Magnetfeldes gegeben ist.

Die gegenwärtige Anlage ist zwar nur für kurze Spulen geeignet, da sich bei einer Laufstrecke von 50 cm bis zum Ort der Reflexion die Stosswelle nur etwa $10 - 15 \text{ cm}$ von der Kontaktfront ablöst. Die Theta-Pinchentladung soll aber gezündet werden, ehe die Kontaktfront, die von den Elektroden des konischen z-Pinches Verunreinigungen mitbringt, in den Spulenraum gelangt. Die Versuche mit der Kleinen Anlage sollen zeigen, ob dieses Verfahren der Vorionisierung auch für eine lange Spule anwendbar ist.

VI. Tubular-Pinch I und II:

(Dr. Köppendörfer, Dr. Lehner, Dr. Glock)

1.) Tubular-Pinch I

Daten der Anlage:

Energie $W = 20 \text{ kJ}$, Ladespannung $U = 32 \text{ kV}$, Dauer einer Periode $T = 8,5 \text{ } \mu\text{sec}$ ($B_{z0} = 1000 \text{ G}$), Länge des Entladegefässes $L = 50 \text{ cm}$, gr. Durchmesser $D = 20 \text{ cm}$, kl. Durchmesser $d = 10 \text{ cm}$, Stabilisierungsfeld wählbar $0 \leq B_{z0} \leq 2000 \text{ G}$, Anfangsdruck $10^{-2} < p_0 < 10^{-1} \text{ Torr}$, max. Stromstärke $I_{\text{max}} = 800 \text{ kA}$.

Herr Lehner schloss Ende des Jahres 1961 seine experimentelle Arbeit am Tubular-Pinch ab. Seine Untersuchungen erstreckten sich auf die Dynamik und Stabilität der Entladung bei verschiedenen Anfangsdichten und verschiedenen Stabilisierungsfeldern. Die Messung beschränkte sich auf Grössen, die ausserhalb des Entladegefässes gemessen werden konnten, wie der Entladestrom I , seine zeitliche Änderung $\frac{dI}{dt}$ und der axiale Magnetfeldfluss ϕ_z und $\frac{d\phi_z}{dt}$ ausserhalb des Entladegefässes. Das war insofern gerechtfertigt, da das Modell, das Lehner zugrunde legte, reine Oberflächenströme und adiabatische Kompression im Plasma voraussetzte. Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment war gut, d.h. dieses vereinfachte Modell gestattete für's erste eine ausreichende Beschreibung der Bewegungsvorgänge bei der Kompression eines Plasmas zu einem Halbzylinder (1,2).

Die Struktur des Plasmas im Einzelnen würde dabei nicht erfasst. Anschliessend wurden deshalb umfangreiche Messungen mit Magnetfeldsonden vorgenommen. Als Parameter wurden das Stabilisierungsfeld B_{z0} und die Anfangsdichte p_0 variiert.

Die Messungen ergaben über maximal $2,5 \text{ } \mu\text{sec}$ für eine Auswertung ausreichende Zylindersymmetrie, danach zerstörten Instabilitäten die Reproduzierbarkeit der Messsignale. Wie bereits früher gezeigt wurde (3,4), enthält der Verlauf des Stabilisierungsfeldes B_z einen höheren Informationsgehalt als das azimutale Feld B_ϕ , insbesondere, wenn durch eine starke Vorionisierung dafür gesorgt wird, dass die Teilchen bereits bei Zündung der Hauptentladung stark an das Magnetfeld gekoppelt sind. Unter dieser Voraussetzung lassen sich Stosswellen mit Hilfe des

B_z -Feldverlaufs im Plasma verfolgen, wenn die Kompression schnell genug erfolgt. Die Kompressionsvorgänge sind bei den hier verwendeten Dimensionen schwerer zu deuten, als beim früher verwendeten linearen Pinch, vor allem deshalb, weil die beiden gegeneinander laufenden Stösswellen jeweils nur 2 cm Weg zurücklegen bis sie aufeinander treffen. Erschwerend kommt hinzu, dass bei Beginn der Hauptentladung die Leitfähigkeit zwar hoch, aber noch nicht ausreichend ist, um die Diffusion des Magnetfeldes vernachlässigen zu können. Da die Diskussion der Ergebnisse noch nicht abgeschlossen ist, und ausserdem eine eingehende Beschreibung der Entladung aus Mangel an Raum nicht möglich ist, werden im Folgenden nur einige spezielle Ergebnisse erwähnt.

Die Kolbengeschwindigkeit und die Stösswellengeschwindigkeit sind näherungsweise konstant. Abb. VI,1 zeigt am Beispiel einer Entladung bei $B_{z0} = 500$ und $n_0 = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ die Bewegung von Stössfront und Kolben. Als Ort für den treibenden Kolben würde jeweils der Radius angenommen, an dem $\frac{dB_z}{dt} = 0$ ist, d.h. der Radius, der die Grenze zwischen sich komprimierendem B_z -Feld innerhalb des Plasmas und des sich expandierenden B_z -Feldes ausserhalb des Plasmas angibt. Für die Stössfront wurde der Radius genommen, an dem das B_z -Feld im Innern merklich zu steigen beginnt. Die konstante Geschwindigkeit von Stössfront und Kolben zeigt, dass die Abmessungen schon eine recht gute Näherung an eine ebene Geometrie darstellen.

Die Annahme homogener Teilchendichte über den Radius bei Zündung der Hauptentladung, die früher beim linearen Pinch gemacht wurde, konnte bei der Hohlpinchentladung nicht aufrecht erhalten werden. Wegen des geringen Abstands zur Wand stellt sich während der Vorionisierung ein Temperaturabfall zu den Wänden hin ein, woraus eine Dichteverteilung folgt, die in der Mitte zwischen beiden Wänden ein Minimum hat und zu den Wänden hin ansteigt. Der gaskinetische Druck kann dabei über den Radius als konstant angenommen werden, da zum Zeitpunkt der Zündung der Hauptentladung der Vorionisierungsstrom gering ist und deshalb keine nennenswerten magnetischen Kräfte auftreten. Daraus folgt, dass man aus dem radialen Verlauf des B_z -Feldes zu irgendeinem Zeitpunkt der Entladung nicht mehr auf den Dichteverlauf schliessen kann.

Aussagen über die elektrische Leitfähigkeit im Plasma sind sehr schwierig, da die Glieder, in denen die Leitfähigkeit in den magneto-hydrodynamischen Gleichungen eingeht, klein gegen die übrigen Glieder sind. Deshalb müssen sehr hohe Anforderungen an die Messgenauigkeit gestellt werden. Fehlerabschätzungen zeigen, dass die errechneten Leitfähigkeiten nicht glaubwürdig sind.

Eine einfache und leichtprüfbare Methode zur Ermittlung der radialen Bewegung der einzelnen Volumenelemente kann für den Fall guter Leitfähigkeit angegeben werden. Auf die Herleitung der dazu notwendigen Beziehung und die Diskussion der Voraussetzungen kann hier nicht eingegangen werden. Bei Zylindersymmetrie und "eingefrorenem" Magnetfeld (d.h. $\vec{v} \rightarrow \infty$) ist der Quotient aus $\frac{B_\phi}{r \cdot B_z}$ längs der Bahn eines Volumenelements konstant. B_ϕ und B_z sind die azimuthalen und axialen Komponenten des Magnetfeldes und r der jeweilige Ort des Volumenelements, das gerade betrachtet wird. Aus dieser Beziehung können leicht die Bahnkurven $r(t)$ der einzelnen Volumenelemente ermittelt werden. Diese Auswertung hat nur dann Sinn, wenn der Einfluss der Felddiffusion vernachlässigt werden kann. Das kann aber dadurch geprüft werden, indem man sich versichert, ob zwischen je zwei Kurven Flusskonstanz herrscht.

Abb. VI,2 zeigt ein Beispiel für Bahnkurven, die auf diese Weise ermittelt wurden. Die Linien geben die Bewegung der Materie und ihre Steigung die Materiegeschwindigkeit wieder. Zwischen den gestrichelten Linien wurde Flusskonstanz des B_z -Feldes - Flusskonstanz muss für jede Feldkomponente einzeln gelten - geprüft und innerhalb $\pm 7\%$ bestätigt gefunden.

Im Herbst vergangenen Jahres begann Herr Glock mit spektroskopischen Messungen am Tubularpinch. Mit einem Hilgerspektrographen und einem Drehspiegel wurden Schmierspektren aufgenommen. Dabei zeigte sich, dass im stabilen Bereich der Entladung die Strahlungsintensität zu gering ist, um eine Schwärzung der Photoplatte zu erhalten. Erst wenn eine Wandberührung durch das Plasma erfolgte, konnten zahlreiche Linien von Verunreinigungen beobachtet werden. Da die Lichtstärke der Anordnung nur unwesentlich erhöht werden kann, ging man dazu über Edelgaszusätze zu verwenden. Durch den Umzug in die neuen Gebäude wurden diese Arbeiten unterbrochen.

2.) Tubular-Pinch II:

Der geringe Abstand zwischen den beiden Wänden des hohlzylindrischen Entladungsraums erschwerten die Messungen und ihre Deutung. Deshalb war bereits im vergangenen Jahr beschlossen worden, den radialen Abstand um das Doppelte zu erhöhen. Damit muss gleichzeitig der Gesamtdurchmesser vergrößert werden. Das wiederum erfordert eine grössere Stossbatterie. Diese neue Anlage wurde Tubularpinch II genannt. Die Vorbereitungen sind in einem Stadium, dass in zwei bis drei Monaten mit den ersten Entladungen begonnen werden kann.

Literatur:

- 1.) G. Lehner: Zeitschrift f. Naturforschung 16a, 548 (1961)
- 2.) G. Lehner: Zeitschrift f. Naturforschung 16a, 700 (1961)
- 3.) W. Köppendörfer: Zeitschrift f. Naturforschung 16a, 484 (1961)
- 4.) K. Hain u.a.: Zeitschrift f. Naturforschung 15a, 1039 (1960)

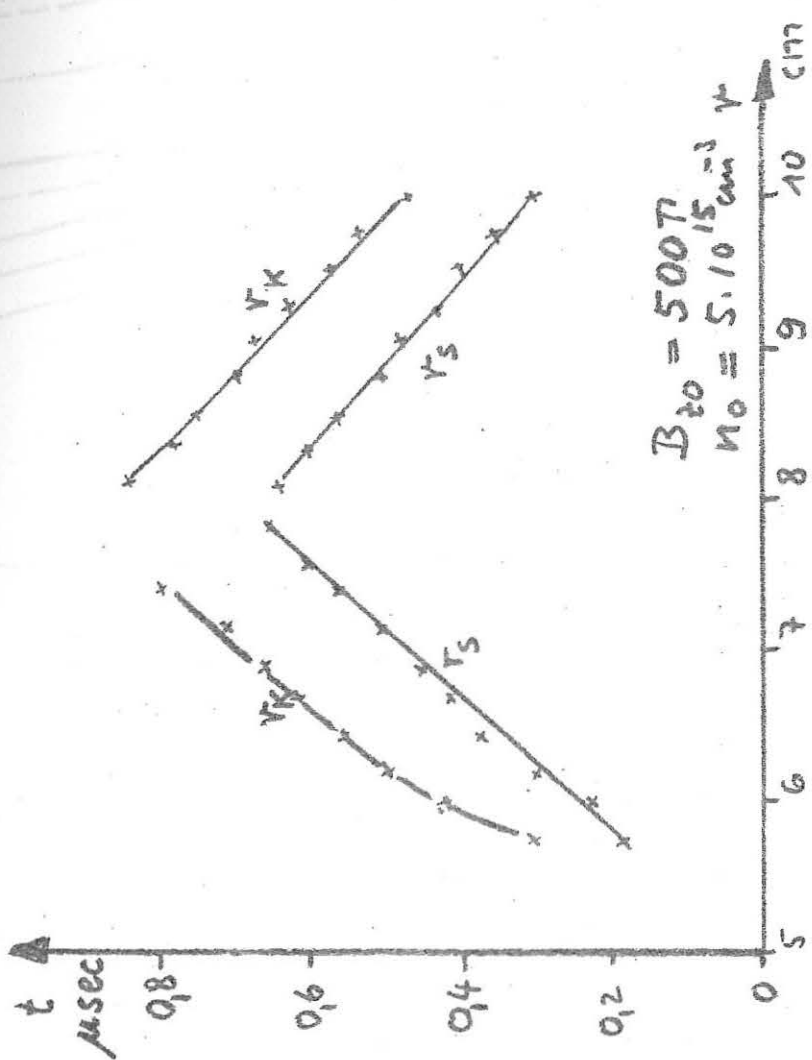
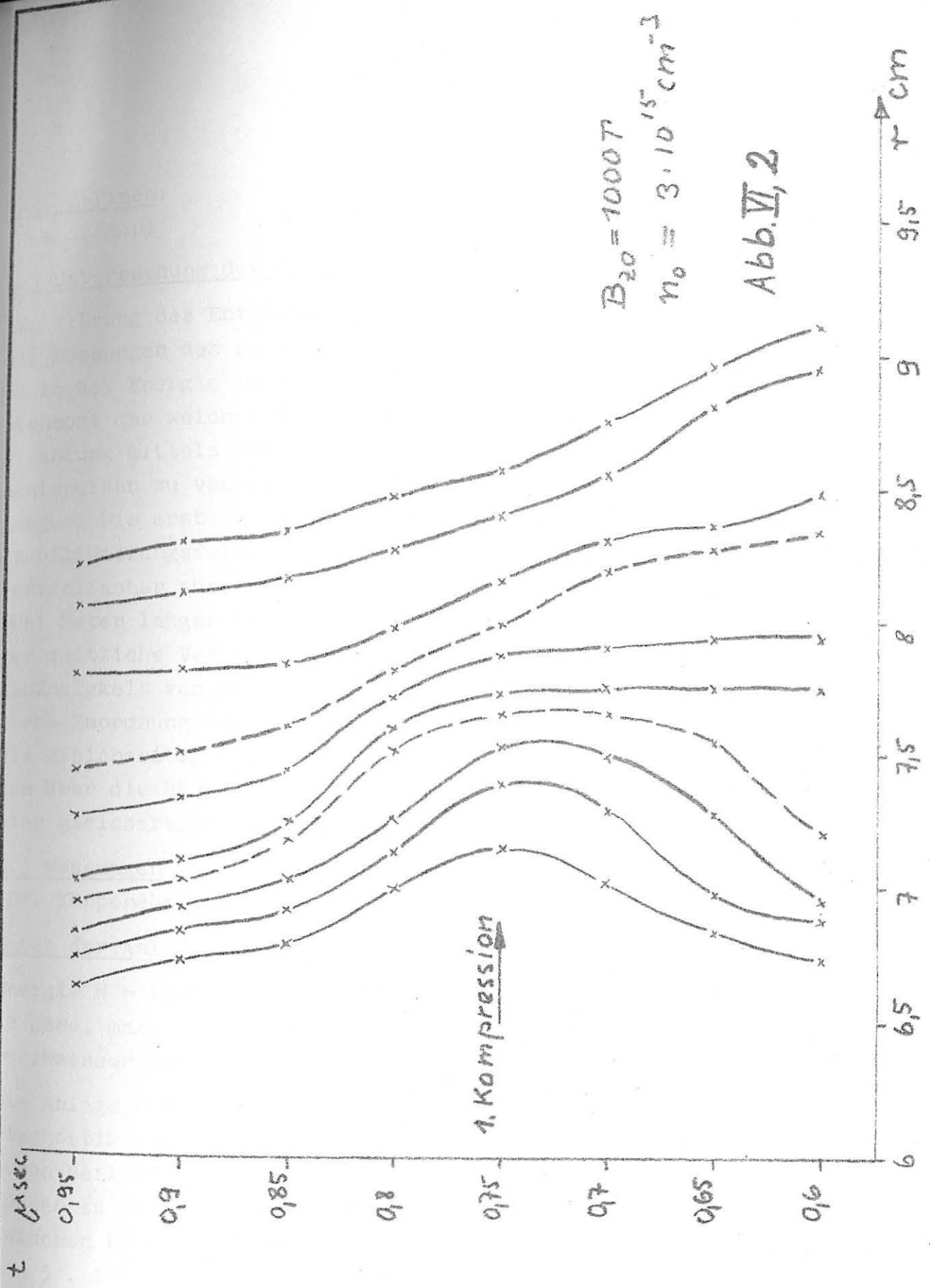


Abb. VI, 1. Bewegung von Stoßfront v_s und Kolben v_k



VII. z-Pinch:
(Dr. Sommer)

a.) Untersuchung der Röntgenstrahlung am z-Pinch I: (Dr. Sommer)

Zur Klärung des Entstehungsmechanismus der Röntgenstrahlung wurden die Messungen des zeitlichen Verlaufes der Röntgenstrahlung bis herab zu 10 keV Energie fortgesetzt. Lochkameraaufnahmen ergaben den Emissionsort der weichen Röntgenstrahlung. Um beim Nachweis der Röntgenstrahlung mittels Szintillationszählern die Überlagerung von Neutronenimpulsen zu vermeiden, wurde auf Wasserstoff als Füllgas übergegangen. Wie erste Messungen zeigten, ist der Einfluss des stationären Stabilisierungsfeldes auf den Verstärkungsgrad der Sekundärelektronenvervielfacher ausserordentlich gross, so dass die Einschaltung über zwei Meter langer Lichtleiter erforderlich wurde. Gegenwärtig wird der zeitliche Verlauf der Intensität der harten Röntgenstrahlung in Abhängigkeit vom Stabilisierungsfeld und Fülldruck gemessen. Die zeitliche Zuordnung zum B_z -Feld wird durch eine Flusschleife gewonnen, die gleichzeitig dem Nachweis von $m = 1$ Instabilitäten dient. Aussagen über die Härte der Röntgenstrahlung liefern Parallelmessungen an vier gleichartigen Szintillationszählern mit verschiedenen Absorbern.

b.) Messungen mit Mikrowellen am z-Pinch II:

(Dr. Köppendörfer, Hermansdorfer, Schlude)

Daten der Anlage:

Energie $W = 15$ kJ, Ladespannung $U = 32$ kV, Dauer einer Periode $T = 12$ μ sec, max. Strom $I_{\max} = 300$ kA, Länge des Entladegefässes $l = 50$ cm, Durchmesser des Entladegefässes $d = 20$ cm.

Die Anlage wurde ausschliesslich zur Einarbeitung in die mm-Wellendiagnostik verwendet. In einer früheren Arbeit war versucht worden, durch Reflexion von mm-Wellen die Bewegung der Plasmaoberfläche von aussen zu verfolgen. Dabei ergab sich, dass die Elektronendichte zwischen Plasma und Gefäss immer über der kritischen Elektronendichte von $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ für 8-mm-Wellen bleibt. Die Anfangsdichte bei Zündung der Entladung betrug $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Im folgenden wurden 4- und 8-mm-Wellen mit Hilfe radial durch die Plasmaschicht eingeführten Strahlern innen am Plasmazylinder reflektiert. Man ging dabei von der Voraussetzung aus, dass die Ionisation zuerst in Wandnähe erfolgt und dann entweder durch Stosswellen oder durch die stromführende Schicht - bei adiabatischer Kompression - nach innen getragen wird. Die Interferenzsignale zeigten über die halbe Kompressionszeit starke Phasenänderungen an. Erst dann wurde an der Antenne, die sich etwa in der Achse befand, die kritische Elektronendichte überschritten. Eine genaue Auswertung ist bisher noch nicht möglich. Immerhin lässt sich bereits sagen, dass bei einer Entladung in Neutralgas, d.h. ohne Vorionisierung, vor der Kompression nur in Wandnähe merkbar ionisiert wird, während im Innenraum der Ionisationsgrad unter einem Prozent bleibt.

Wegen den hohen Elektronendichten im Plasma ist die Verwendung noch kürzerer Wellenlängen von Interesse. Um notwendige Erfahrungen zu sammeln, wurden Kristallvervielfacher und Kristalldetektoren für das 2- und 1-mm-Gebiet gebaut und untersucht. Dabei wurden die sonst berichteten Empfindlichkeiten erreicht.

VIII. Spezielle Diagnostikmethoden:

a.) Elektrische Sonden:

(Hofmann, Dr. Köppendörfer)

Bisher wurden Messungen mit elektrischen Doppelsonden an einer linearen Stossentladung bei 45 km_z und 100 kHz ($W = 1,25 \text{ KJ}$) ausgeführt. Die Messungen sind deshalb schwierig, weil einerseits kaum Erfahrungen über die Anwendbarkeit von Langmuirsonden bei Plasmen hoher Dichte ($n_e \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) und hoher Temperatur ($T_e \approx 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$) vorliegen und andererseits an Orten gemessen werden muss, an denen das Plasmapotential zeitlich stark schwankt.

Eine vollständige Sondencharakteristik konnte bisher nur bei der langsamen Entladung aufgenommen werden, weil bei ihr Ionendichte n_i und Elektronentemperatur ausreichend niedrig sind. Bei schnellen Entladungen zünden ab etwa 20 Volt Sondenspannung störende Nebenentladungen zwischen den Elektroden, die ein Erreichen des Sättigungsknicks verhindern. Trotzdem kann aus der Anfangssteigung des Sondenstroms mit der Spannung der Quotient $\sqrt{\frac{T_e}{n_i}}$ ermittelt werden.

Als Beispiel wird der Aufbau einer n_i koaxialen Doppelsonde gezeigt. Mit dieser Sonde wurde punktweise eine Sondencharakteristik $I_s = f(U_s)$ aufgenommen, und zwar für den Zeitpunkt des ersten Strommaximums der Hauptentladung in der Achse des Entladegefäßes.

Daten der Hauptentladung:

$U_0 = 18 \text{ kV}$, $I_{\text{max}} = 36 \text{ kA}$, $f = 40 \text{ kHz}$, Wasserstofffüllung 10^{-1} Torr .

Abb. VIII,1 zeigt ein Sondersignal für $U_s = 15 \text{ V}$,

Abb. VIII,2 gibt die Sondencharakteristik für den Zeitpunkt $t = t_1$.

Die Auswertung dieser Charakteristik ergab folgende Plasmatdaten:

Elektronentemperatur $T_e = 72000 \text{ }^\circ\text{K}$

Ionendichte $n_i = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

b.) Piezosonden:

(Büchl, Dr. Köppendörfer)

Im vergangenen Jahr gelang die Herstellung einiger piezoelektrischer Sonden. Statt Quarz als Piezokristall wurde Bariumtitanat verwendet. Zwar wird die höhere Empfindlichkeit des Bariumtitanatkristalls wieder durch seine höhere Eigenkapazität kompensiert, dafür ist aber die Streukapazität des Messkreises klein gegen die Kapazität des Kristalls, so dass letztlich eine grössere Empfindlichkeit als bei Verwendung von Quarz erreicht wird. Die Herstellung der Sonden bereitet deshalb Schwierigkeiten, weil der Kristall gegen das Plasma elektrisch abgeschirmt werden muss. Auf einen Quarzstab zur Übertragung des Druckimpulses wurde verzichtet, weil eine Verformung des Impulses durch Dispersion im Quarz zu befürchten ist. Diese Sonden wurden bisher mit Hilfe der Stosswelle einer Drahtexplosion untersucht. Eine Eichung bei hohen Frequenzen war damit nicht möglich, da der Drucksprung in der Stosswelle nicht bekannt ist. In Zukunft soll deshalb die Sonde an einer ebenen, stationären Stosswelle, die durch ein einfaches Stossrohr erzeugt wird, geeicht werden. Ob die bisher hergestellten Sonden an einer schnellen Entladung angewendet werden können, kann im Augenblick noch nicht beurteilt werden.

c.) Kurzzeitphotographie:

(Dr. Andelfinger)

Im Herbst 1961 wurde eine schnelle lichtstarke Drehspiegelschmierkamera fertiggestellt. Ihre Drehzahl beträgt $n = 120\ 000$ U/min. Die Schreibgeschwindigkeit ist $v = 1$ mm/ μ sec und das zeitliche Auflösungsvermögen liegt bei $5 \cdot 10^{-8}$ sec. Der Drehspiegel wird von einem Elektromotor über einen Flachriementrieb und ein Reibradgetriebe auf seine Nenndrehzahl gebracht. Die Antriebsleistung beträgt 2 kW. Der Drehspiegel besteht aus optisch poliertem Striblerstahl. Sein Durchmesser ist 30 mm. Er ist direkt in die Spannzange des Reibradgetriebes (Wagner-Wälzspindel) aufgenommen und auf der Gegenseite durch ein elastisch gehaltenes Kugellager gesichert.

Die optische Anordnung besteht aus einem Leitzobjektiv 1:2/90 mm mit Spiegelkasten zur Justierung. Dieses Objektiv bildet die aufzunehmende Entladung in die Spaltebene ab. Der Spalt wird dann mit einem

Leitzobjektiv 1:1,4/50 mm im Masstab 1:1 über den Drehspegel auf den Film (Kleinbildformat) abgebildet.

Abb. VIII,3 zeigt Stosswellen und Plasmastrahlen, die bei Theta-Pinch II aus den Spulenenden herauslaufen. Die Stosswellengeschwindigkeiten liegen bei 10^7 cm/sec.

Für die exakte Steuerung von Kerrzellen bei Öffnungszeiten unter $0,1 \mu\text{sec}$ wurde eine Schaltung nach Blumlein erprobt, die Laufzeitkabel als Generator und Impulsformer benützt. Das Verfahren hat den Vorteil, dass die Impulsspannung gleich der Ladespannung ist.

Zwei Kabelstücke Z_1 und Z_2 oder Netzwerke mit gleicher Laufzeit werden nach Abb. VIII,4 zusammengeschaltet und auf die Höhe der gewünschten Impulsspannung aufgeladen. Schliesst man dann ein Kabel kurz, so liegt nach der einfachen Laufzeit des kurzgeschlossenen Kabels an R eine Rechteckimpulsspannung. Die Impulsdauer beträgt die doppelte Laufzeit eines Kabelstückes. Mit zwei Kabelstücken von 10 m Länge und $Z = 60 \Omega$ wurde ein Kerrimpulsgenerator für Impulsdauer von 100 nsec gebaut. Die parallel zu R liegende Kerrzellenkapazität (50 pF) begrenzt natürlich den Impulsanstieg und macht den Abschlusswiderstand nicht mehr reflexionsfrei. Messungen am fertigen Gerät ergaben: Anstiegszeit 20 nsec, Reflexion 10% . Als Schalter S wurde ein Wasserstoffthyratron Pl 522 verwendet.

Dieses Verfahren soll nun für Kerrzellenkameras mit $0,1$ und $0,05 \mu\text{sec}$ Öffnungszeit angewandt werden.

d.) Magnetfeldmessung mit dem Zeeman-Effekt:

(Dr. Andelfinger, Hübner)

Am Theta-Pinch soll der zeitliche Verlauf des Magnetfeldes ohne störenden Einfluss von Sonden gemessen werden. Wir wollen versuchen die von Babcock angewandte Methode des Solarmagnetographen dazu zu verwenden. Die Schwierigkeit liegt dabei in der Schnelligkeit der Vorgänge im Plasma. Bei der Babcockmethode wird alternierend die rechts- und die linkszirkuläre Zeeman-Komponente beobachtet. Dies geschieht, indem man die zirkularpolarisierten Wellen mit einem $\lambda/4$ - Plättchen in zwei aufeinander senkrechtstehende linearpolarisierte Wellen umwandelt. Eine Kerrzellenanordnung wird nun so eingestellt, dass im spannungslosen Zustand die eine, bei Anlegen der Steuerspannung die andere Welle durchkommt.

Z.Zt. werden Versuche gemacht, eine Kerrzelle mit einer freien Öffnung von 5×10 mm mit 10 MHz zu steuern. Die notwendige Steuerungsspannung ist 7 kV. Da dies einer grossen Leistung bedarf, ist vorgesehen die Wechselspannung nur für ca 20 μ sec zu pulsen. Neben den üblichen Kerrzellen werden auch Versuche mit einem Ammonium-dihydrogen-phosphat-Kristall gemacht, der einen longitudinalen Kerreffekt zeigt und den Vorteil geringerer Kapazität hat. Zur Registrierung der Profilverschiebung der Spektrallinie soll eine Glasfaseroptik mit mehreren Kanälen und Multipliern verwendet werden. Zur Zeit wird ein kleiner Versuchsaufbau gemacht. Eine Geissleröhre wird als stationäre Strahlungsquelle in ein magnetisches Wechselfeld mit 12 kG Amplitude und einer Frequenz von 16 kHz gesteckt. An dieser Anordnung soll die Brauchbarkeit verschiedener Spektrallinien geprüft und die Empfindlichkeit der Messanordnung untersucht werden.

Die Glasfaseroptik soll auch zur Messung von zeitlich aufgelösten Linienprofilen dienen.

e.) Beobachtung von zeitaufgelösten Linienprofilen mit Hilfe von Bildwandler und Multiplier:

(Nässl)

Das zu beobachtende Profil wird auf die halbdurchlässige Photokathode eines Bildwandlers abgebildet. Das auf der Rückseite der Schicht entstehende Elektronenbild wird elektronenoptisch auf einen Spalt projiziert, hinter dem ein Sekundärelektronenvervielfacher liegt. Der beim Bildwandler übliche Schirm zur Sichtbarmachung des Elektronenbildes fehlt hier, an seiner Stelle befindet sich der Spalt. Auf diese Weise können niedrige Abbildungsspannungen (etwa 500 V) verwendet werden.

Die Zeitauflösung wird dadurch erreicht, dass das Elektronenbild des Profiles periodisch zeitlinear über die Spaltblende gezogen wird. Ist die Breite des Spaltes klein im Vergleich zur Flankenbreite des Linienprofiles, so ergibt der durch den Spalt tretende im Multiplier verstärkte Photostrom bei oszillographischer Registrierung direkt den Verlauf der Intensität über der Wellenlänge. Der Belichtungszeit des Profiles entspricht die Zeit der Ablenkung des Elektronenbildes über den Spalt. Die Bildfolge ist gleich der Frequenz des Ablenkkfeldes.

Die Grenzen der Methode sind gegeben durch die Forderung, dass der Anstieg der Stromimpulse lang sein muss gegenüber der Zeitkonstante der elektronischen Registrierung. Andernfalls treten wesentliche Verzerrungen auf.

Zur Ermittlung der höchsten Zeitauflösung wurde eine Versuchsanordnung gebaut. Dabei spielte der Gesichtspunkt einer hohen Empfindlichkeit noch keine Rolle. Auf Grund der dennoch auftretenden technologischen Schwierigkeiten konnten noch keine wesentlichen Ergebnisse erzielt werden.

Sondenstrom

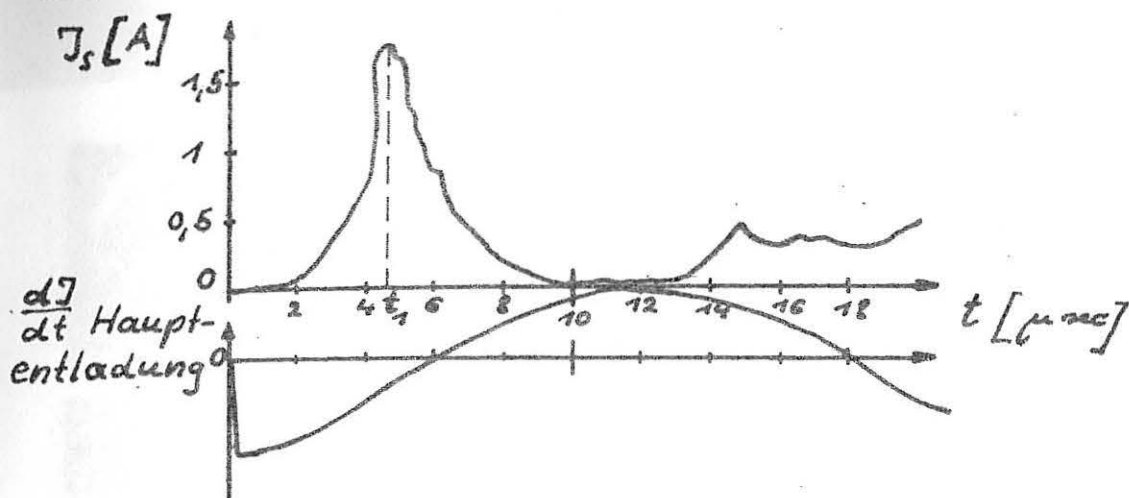


Abb. VIII,1:

Sondenstrom I_s und $\frac{dI}{dt}$ - Verlauf der Hauptentladung

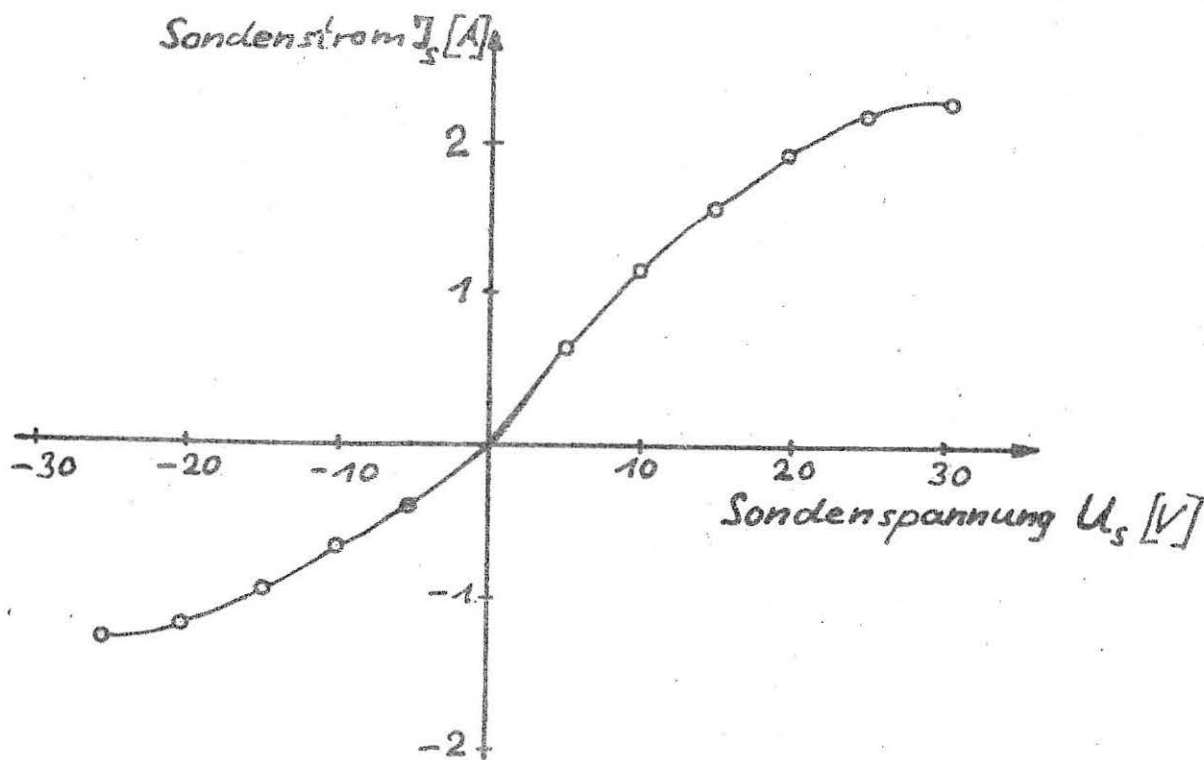


Abb. VIII,2:

Sondencharakteristik für $t = t_1$

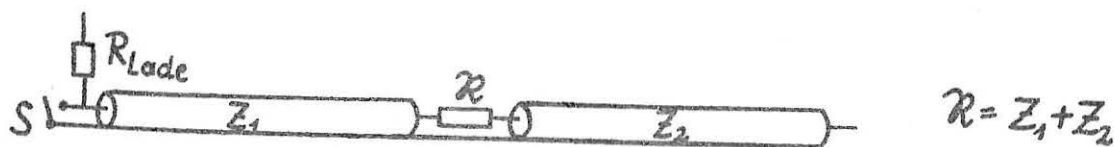
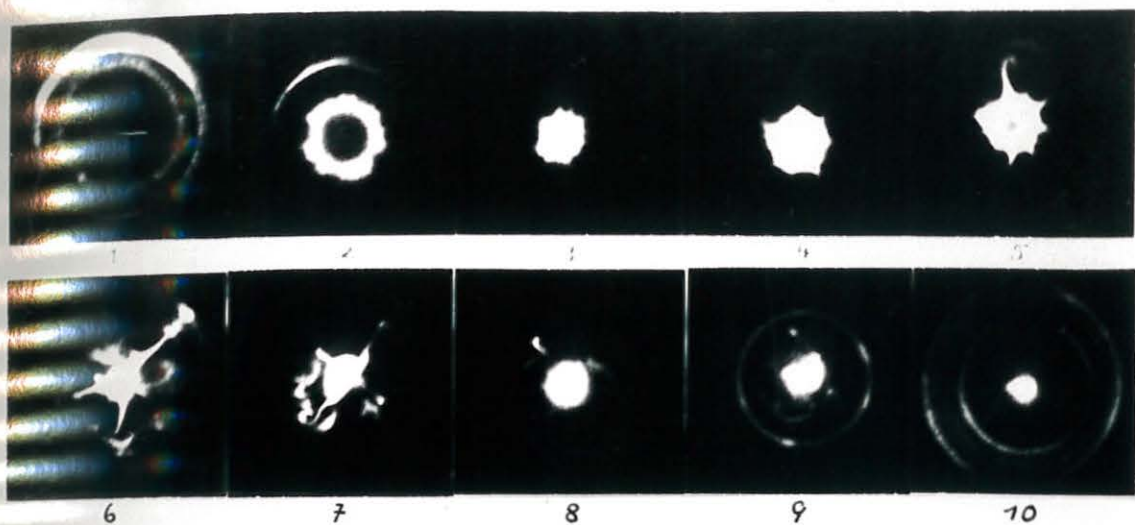
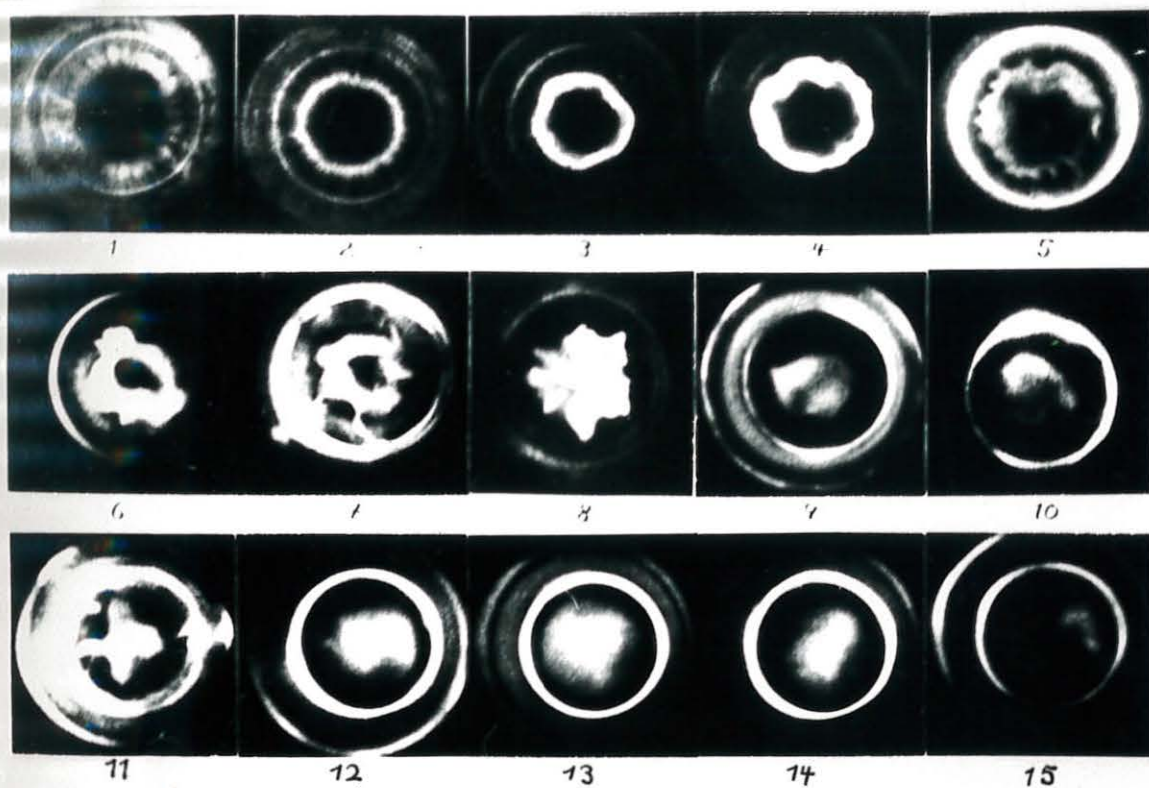


Abb. VIII,4:

Blumlein-Schaltung



a, $p_0 = 0,1 \text{ mm Hg}, D_2$; paralleles Feld im Plasma eingefangen.



b) $p_0 = 0,12 \text{ mm Hg}, D_2$; mit Vorionisierung; antiparalleles Feld im Plasma. Nr 7÷10 während Felddiffusion.

Abb I,3 Kerrzellenkameraaufnahmen beim Theta-Pinch, in Achsenrichtung, während einer Halbwelle.

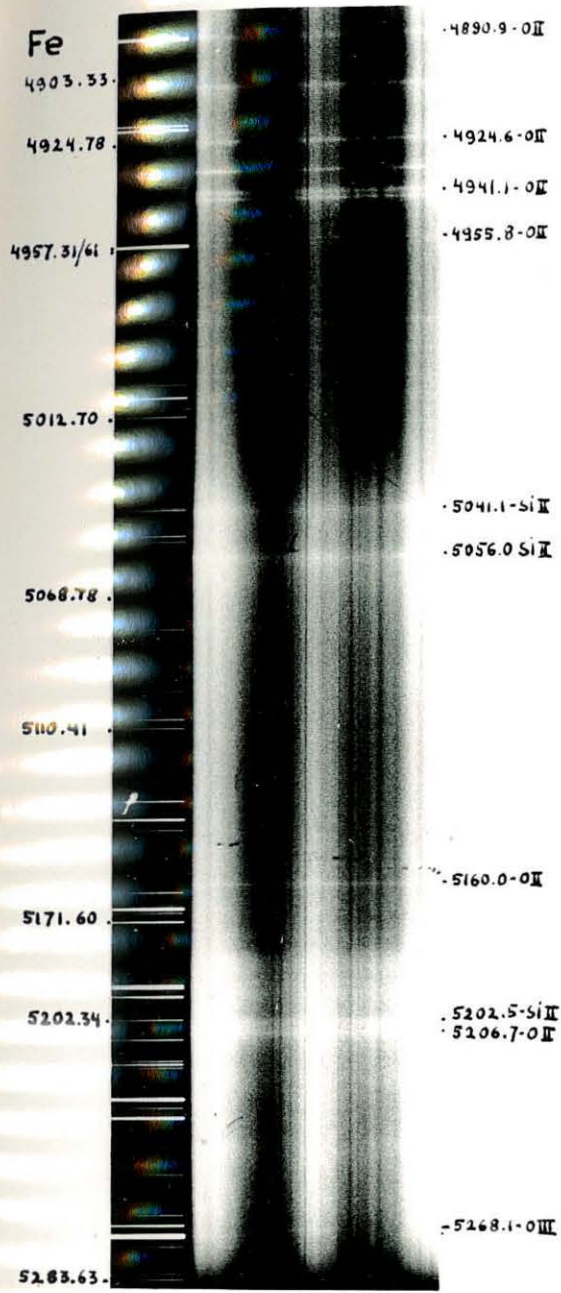


BILD II,1
 TEIL EINES
 STAND SPEKTRUMS
 AM θ -PINCH

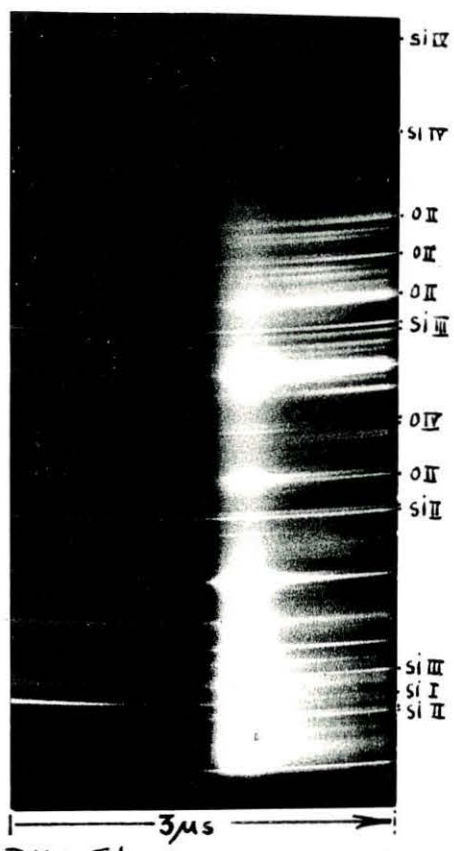


BILD II,4
 SCHMIERSPEKTRUM
 MIT KONTINUUM



Abb. I, 4. Lochkameraaufnahme der weichen Röntgenstrahlung aus dem Plasma. $p_0 = 0,09$ Torr H_2 , Absorptionsfolie 2,6 u. 5,2 mg/cm^2 Al

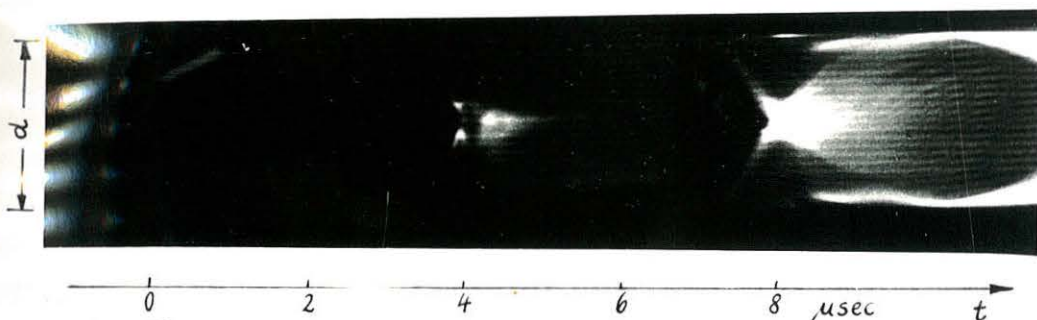


Abb. IV, 2. Schmierkameraaufnahme der Entladung mit überlagerten Interferenzstreifen

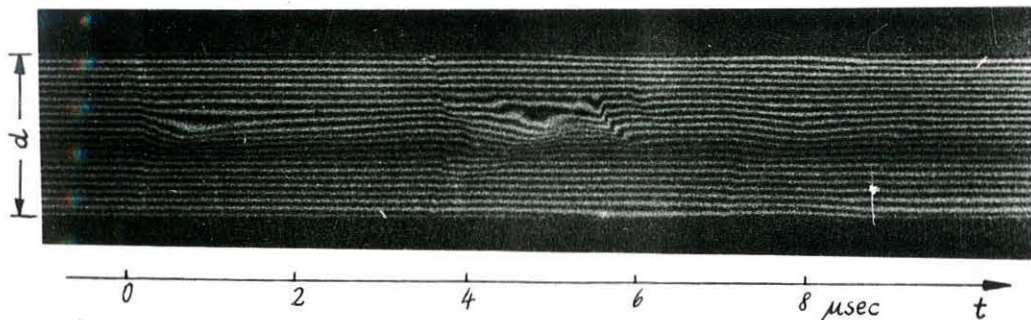


Abb. IV, 3. Schmierkameraaufnahme des Interferenzbildes

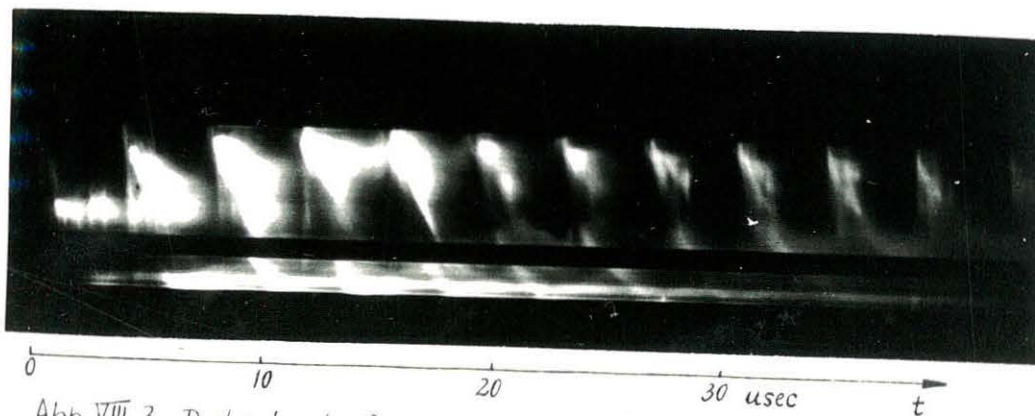


Abb. VIII, 3. Drehspiegelaufnahme von axialen Stoßwellen beim Thetapinch II

A B T E I L U N G 2

LEITER : DR. v. GIERKE

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK G.M.B.H.
MÜNCHEN-GARCHING

~~Anlage 3~~

Tätigkeitsbericht der Abteilung v.Gierke
des Instituts für Plasmaphysik G.m.b.H.
München-Garching

1 9 6 1

In die Abteilung v.Gierke wurden vom Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik die 3 Gruppen

- 1) Stationäre Plasmaentladungen
- 2) Höchstvakuum
- 3) Elektrische Sonden

übernommen. Da die Fertigstellung der Laborbauten sich bis in die ersten Monate des Jahres 1962 hinauszögerte, mußten die Gruppen noch das ganze Jahr 1961 im Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik experimentieren. Aus sachlichen Gründen wurden nur die Personalkosten und die langfristigen Investitionsausgaben vom Institut für Plasmaphysik getragen, während der laufende Bedarf und die im gleichen Jahr noch gebrauchten Instrumente und Apparaturen antragsgemäß aus den für das Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik zur Verfügung gestellten Mitteln

Förderungsvorhaben Inv.Wiss. P 225

gezahlt wurden.

1) Stationäre Plasmaentladungen.
(F. Boeschoten, F. Schwirzke)

Cabinet I (F. Boeschoten, F. Schwirzke, G. Siller)

Bis zum August 1961 wurden die Diffusionsmessungen zu einem vorläufigen Abschluß gebracht. Die Meßmethode wurde verbessert durch Benutzung einer "Sondenmaschine", welche die Sonde in radialer Richtung mit gleichmäßiger Geschwindigkeit bewegte. Der Ionen-Sättigungsstrom wurde als Funktion des Radius auf einem Schreiber mit Hilfe eines logarithmischen Verstärkers registriert. Diese kontinuierliche Meßmethode ist gegenüber der Punkt-für-Punkt-Messung wesentlich genauer, und die Messungen konnten in bedeutend kürzerer Zeit durchgeführt werden.

Die Messungen ergaben, daß in den Druckbereichen 10^{-5} und 10^{-3} mm Hg die Ionendichte in einem Abstand von 1 - 4 cm von der Strahlachse exponentiell abnimmt. Für Wasserstoff und Stickstoff wurde eine $1/B^2$ -Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten gefunden. Weiter außen ($r = 5-10$ cm vom Strahl) tritt in der radialen Dichteverteilung ein Knick auf, und der Einfluß des Magnetfeldes ist nicht mehr eindeutig. Es wird keine exponentielle Dichteabhängigkeit mehr gefunden. Bei $p = 10^{-5}$ mm Hg wurden azimutale Ströme gefunden in Übereinstimmung mit der Beziehung $j \times B = \Delta p$.

Über diese Messungen wurde im Abstract CN-10/33/A, IAEA-Konferenz, Salzburg 1961, berichtet. Eine ausführliche Veröffentlichung in "Nuclear Fusion", die als Laborbericht schon vorliegt, befindet sich in Vorbereitung.

Seit August 1961 wurden die im Cabinet I auftretenden Schwingungen eingehender untersucht.

Bei der Messung der radialen Dichteverteilung am Plasmafaden des Cabinets zeigte es sich, daß die über einen Widerstand geerdete Sonde neben der zu messenden Gleichspannung auch eine mehr oder minder stark ausgeprägte Wechselspannung führt. Die ersten Untersuchungen ergaben einen linearen Zusammenhang der Frequenz mit dem Magnetfeld. Letzteres wurde variiert von 500 bis 3500 Gauss; man erhielt dabei Frequenzen, die von etwa 100 bis 700 kHz anstiegen. Als Gas wurde Wasserstoff verwendet bei einem Druck von einigen 10^{-3} Torr. Die sich daran anschließenden Messungen der radialen Potentialverteilung und der radialen Amplitudenverteilung der Schwingungen bei verschiedenen Magnetfeldern zeigten, daß es sich

nicht um Teilchenschwingungen in einem Potentialtopf handelt. Dann wurde mit einer vom Plasma isolierten Spule bzw. Dipol die Richtung der magnetischen bzw. elektrischen Feldstärke ermittelt und ferner nachgewiesen, daß es sich bei den Schwingungen nicht um einen Oberflächeneffekt an der Sonde handelt.

Drei räumlich um 90° gegeneinander orientierte Sonden in einer Ebene senkrecht zum Plasmafaden ergaben drei zeitlich um 90° phasenverschobene Schwingungen. Mit diesen Ergebnissen sind zwei Bewegungsmöglichkeiten des Plasmafadens gegeben:

1. Der gesamte Faden rotiert wie eine an beiden Enden eingespannte Saite.
2. Der Faden hat eine schraubenförmige Struktur.

Punkt 1. würde in Analogie zur schwingenden Saite folgende Schwingungsfrequenz ergeben (Grundwelle):

$$v = K \frac{B}{l/\rho}$$

B = magnetische Induktion

K = Konstante

l = Fadenlänge

ρ = Dichte

Die Abhängigkeit $v \sim B$ ist erwiesen, und der Zusammenhang $v \sim \frac{B}{l/\rho}$ ergibt sich ebenfalls, wenn auch nicht ganz eindeutig. Ferner liefert die obige Formel die richtige Größenordnung für v , wenn man für ρ die Neutralgasdichte einsetzt. Die Rotationsrichtung des Strahls ändert sich mit der Richtung des Magnetfeldes. Die Rotation erfolgt immer in der Weise, wie sich ein positives Teilchen im Magnetfeld bewegt bzw. wie man die Teilchendrift unter der Einwirkung des axialen Magnetfeldes und des radialen elektrischen Feldes erwarten würde.

Bei Punkt 2. - also bei einer schraubenförmigen Struktur des Plasmafadens - müßte sich, wenn man eine bewegliche Sonde längs einer Mantellinie des Fadens bewegt, eine stetige Änderung der Phase bemerkbar machen. Die Messungen bestätigen diese Phasendrehung. Es ergibt sich ein mittlerer Wert von 2° pro Zentimeter axialer Sondenverschiebung. Die Untersuchungen hierzu dauern noch an. Die Ergebnisse werden zusammen mit den obigen Resultaten in Kürze als Laborbericht zusammengefaßt.

In Vorbereitung befinden sich Messungen zu dem Kurzschlußeffekt von Simon. In einem weiteren Experiment, das sich in Vorbereitung

befindet, soll Hochfrequenzenergie in das Plasma gespeist werden.

Cabinet II (mit Cryopumpe)

Nach Angaben der Firma Leybold (1960) sollte Wasserstoff bei $4,2^{\circ}\text{K}$ einen Dampfdruck von einigen 10^{-8} Torr haben und eine auf $4,2^{\circ}\text{K}$ abgekühlte Fläche sollte eine Sauggeschwindigkeit von $20 - 45 \text{ l/cm}^2 \cdot \text{sec}$ haben. Auf Grund dieser Angaben wurde 1960 ein Kondensator entworfen, der in der Anordnung "Cabinet II" als Cryopumpe dienen sollte. Der Kondensator wurde von der Firma Linde gebaut. Die Zusammenarbeit mit der Firma Linde entwickelte sich nicht so erfolgreich, wie gehofft. Von dem ursprünglich geplanten, zeitweiligen Aufbau der Anlage bei Linde in Höllriegelskreuth im Februar 1961 wurde Abstand genommen. Linde hatte Schwierigkeiten mit der Herstellung des flüssigen Heliums, so daß der eine Kondensatoreinsatz, der seit einem Jahr bei Linde prüfbereit aufgebaut ist, noch nicht auf seine Pumpwirkung untersucht werden konnte.

Verhandlungen über den Kauf (und Liefertermin) eines Refrigerators mit verschiedenen Firmen führten zu der Entscheidung, daß zunächst ein kleinerer Refrigerator von ca. 17 Watt Kälteleistung bei $4,2^{\circ}\text{K}$ bei Linde bestellt wurde, während ursprünglich eine Anlage von 50 Watt geplant war. Entscheidend war der von der Firma Linde zugesagte Liefertermin von 10 Monaten (Juni 1962).

Über kältetechnische Fragen besteht eine Zusammenarbeit mit Herrn Dr. Wiedemann vom Institut für Tieftemperaturforschung in Garching.

Vorversuche zur Cryopumpe

Die Experimente wurden zusammen mit der Firma Linde in Höllriegelskreuth ausgeführt. An den Messungen waren beteiligt: Dr. Sellmeier (Linde), Geißler, Schulze, Dr. Schwirzke (IPP). Um Hochvakua mit Helium-Cryopumpen herstellen zu können, interessiert man sich für die Dampfdrucke der Permanentgase bei tiefen Temperaturen, vor allem für Wasserstoff, der den höchsten Dampfdruck hat, verglichen mit den anderen Gasen. Zur Messung des Dampfdruckes wurde in eine Ultrahochvakuum-Anlage Wasserstoff eingeleitet und an der mit flüssigem Helium gekühlten Wand ausgefroren. Besonders unterhalb $3,5^{\circ}\text{K}$ ergab sich eine erhebliche Streuung der Meßwerte. Für diese Streuung ließ sich noch keine ausreichende Erklärung finden. Bei $4,2^{\circ}\text{K}$ wurde vorläufig ein Dampfdruck von etwa 1×10^{-6} Torr gemessen (Borovik u.a. haben im "Zhurnal Tekhn. Fisiki" 30, 539, 1960, einen Wert von $3,5 \times 10^{-7}$ Torr angegeben). Sauggeschwindigkeiten konnten

mit dem Versuch bei Linde nicht gemessen werden. Nach vorläufigen Messungen von Dr. Klipping, Fritz-Haber-Institut, Berlin, ergibt sich für H_2 ein Haftkoeffizient von 0,02; das steht in starkem Gegensatz zu den Experimenten von Brackmann und Fite, die für H_2 nahezu den Wert 1 für den Haftkoeffizienten finden. Für H^0 ist der Haftkoeffizient bei $4,2^\circ K$ wesentlich kleiner.

Cabinet III

Im September wurde mit dem Aufbau einer Anlage begonnen, die Diffusionsmessungen bis zu höheren Magnetfeldern (6 - 7 kG) erlaubt. Außerdem wurden zwei Plasmaquellen einander gegenüberstehend angebracht, um die Symmetrieverhältnisse zu verbessern. Die Pumpstutzen zur Roots-pumpe befinden sich jetzt seitlich. Der Rohrdurchmesser des Entladungsgefäßes wurde auf 10 cm verringert.

In Vorbereitung befindet sich der Aufbau eines flexiblen Prüfstandes zum Testen von Plasmaquellen. Nachdem mit den von Siemens gelieferten Duoplasmatrons einige Erfahrungen gesammelt worden waren, wurden drei weitere, wesentlich verbesserte in der Werkstatt gebaut. Vorversuche mit einem Duoplasmatron mit 3 Kanälen zur Erzeugung eines Plasmastrahles von größerem Durchmesser führten zu keinem befriedigenden Ergebnis, da es bis jetzt nicht gelang, die Magnetfelder an der Emissionsöffnung genügend symmetrisch zu machen, d.h. der Bogen brannte nicht zum Zentrum der Emissionsöffnung, sondern setzte seitlich davon an.

Im Dezember 1961 wurde die 200 kV / 0,5 A-Anlage geliefert. In Vorbereitung befindet sich der Bau eines stromstarken Beschleunigungsrohres.

Ioneneinschuß (W. Herrmann)

Die Apparatur zur Ionenstrahl-Plasma-Wechselwirkung besteht aus folgenden Teilen: 1.) Ionenquelle (Duoplasmatron) - 2.) Beschleunigungsstrecke - 3.) Modulationsstutzen - 4.) Plasmakammer - 5.) Gegenfeldkammer.

Zu Beginn des Jahres 1961 waren die ersten drei Teile aufgebaut und die ersten Versuche zur Fokussierung eines stromstarken Strahls bei kleiner Beschleunigungsspannung (bis 15 KV) ausgeführt. Das Duoplasmatron arbeitet gut und lieferte genügend starke Ionenströme. Schwierigkeit bereitete sowohl die Beschleunigung eines größeren Stromes als auch seine Fokussierung.

Hauptaufgaben 1961:

- I. Erreichung eines intensiveren und besser fokussierenden Strahls
- II. Aufbau einer Glühkathoden-PIG-Entladung
- III. Versuche mit dem Gegenfeld
- IV. Eigenschaften des Strahls (Schwingung)

I.

Zur Absaugung des Ionenstrahls wurde die Plasma-Strahlricht-Optik nach v.Ardenne verwendet. Geändert wurde die Saugöffnung und der Saugabstand. Der Saugabstand erwies sich als nicht sehr kritisch, wenn man nur auf den maximal abgesaugten Strom sieht. Achtet man auch auf gute Fokussierung, dann ist es günstig, den Saugabstand etwa gleich groß zu machen wie den Radius der Saugöffnung, um den Öffnungsfehler der Saugelektrode zu verringern. Die Saugöffnung beeinflusst den maximalen Absaugstrom. Mit größerem Durchmesser nahm der Strom zu. Als praktisch erwies sich eine Saugöffnung mit 4 mm \emptyset und ein Saugabstand von 2 mm.

Zur Fokussierung wurde praktisch nur die Einzellinse benutzt. Es galt, die Aberrationsfehler klein zu halten und die Raumladungskräfte zu kompensieren. Die einfache symmetrische Einzellinse wurde durch eine Einzellinse mit Gittern ersetzt. Dies brachte eine starke Verbesserung. Als noch günstiger erwies sich die asymmetrische Einzellinse mit Gittern.

Eine weitere Verbesserung brachte die asymmetrische Mehr-Elektroden-Einzellinse. Zur Zeit wird eine 4-Elektroden-Linse verwendet. Eine 6-Elektroden-Linse ist fertiggestellt und kann ausprobiert werden. Sowohl Gitter als auch die Asymmetrie verringern die Aberrationsfehler. Mit Hilfe der Mehr-Elektroden-Einzellinse kann man die Raumladung kompensieren und dadurch beachtliche Verbesserungen in der Fokussierung erreichen. Um ein besseres Verständnis dieser Zusammenhänge zu bekommen, wurde ein elektrolytischer Trog gebaut und die Potentialfelder von Linsensystemen aufgenommen.

II.

Die Glühkathoden-PIG-Entladung wurde aufgebaut und die Eigenschaften der Entladung mit Langmuir-Sonden untersucht. Bei 1000 Gauss und 10 A Bogenstrom läßt sich bei 10^{-3} Torr H_2 ein Ionisationsgrad von etwa 1 % erreichen. Das Plasma der Entladung ist stark in-

stabil und daher für die geplanten Messungen ungeeignet. Es besteht noch die Möglichkeit, im Afterglow der Entladung oder mit einem reinen Strahlplasma zu arbeiten.

III.

Die Messung mit dem Gegenfeld erwies sich als sehr ungenau, da selbst bei Verwendung vieler Gitter der Durchgriff groß ist. Es läßt sich allerdings bisher noch nicht mit Sicherheit unterscheiden, ob die gemessene starke Energiestreuung reell ist (auf Grund von Strahlschwingungen) oder nur auf einem Fehler im Gegenfeld beruht.

IV.

Bei genauen Messungen ergaben sich auch einige Schwierigkeiten mit dem Duoplasmatron. Eine Massentrennung zeigte, daß das Plasma der Ionenquelle stark verunreinigt ist. Wahrscheinlich muß die Gaszufuhr neu geregelt und ohne eigene Pumpe im Duoplasmatron gearbeitet werden. Ferner zeigte der Ionenstrahl starke Schwingungen in der Ordnung von 1 MHz. Die Frequenz hängt etwas von der Stärke des Magnetfeldes im Duoplasmatron ab. Es ist noch unklar, ob es gelingen wird, diese Schwingungen ganz zu unterdrücken.

Elektronenstrahlsonde (W. Ott)

Die Arbeiten mit der Elektronenstrahlsonde wurden vorläufig abgeschlossen. Die Ergebnisse sind in zwei Arbeiten zusammengestellt:

- 1.) G. v. Gierke, W. Ott, F. Schwirzke: Untersuchung von Plasmagrenzschichten mit einer Elektronenstrahl-Sonde.
"Proceedings of Fifth International Conference on Ionization Phenomena in Gases", München 1961.
- 2.) Untersuchung von Plasmagrenzschichten mit einer Elektronenstrahlsonde.
Diplomarbeit von Werner Ott, München 1961.

Es ist geplant, die Versuche mit verfeinerten Hilfsmitteln fortzusetzen.

Anomale Diffusion in der positiven Säule im Magnetfeld, Lehnert-Effekt (K. Wöhler)

Im Berichtsjahr wurden die Untersuchungen zum Lehnert-Effekt mit verschiedenen Modifikationen fortgeführt:

1. Mit einer langen, um das Entladungsrohr gewickelten Spule wurde HF-Energie ($f = 4$ MHz) an die Entladung angekoppelt. Dadurch entsteht ein gemischter Entladungstyp, bei dem ein Teil der Energie, die zur Erzeugung der Träger dient, von der HF-Energie geliefert wird und nicht mehr von der axialen elektrischen Feldstärke aufgebracht werden muß. Im Zusammenhang mit der Kadomtsev-Theorie der Lehnert-Instabilität ließ eine Verminderung des elektrischen Längsfeldes eine Stabilisierung erwarten, die durch das Experiment bestätigt wurde.
2. Es wurde versucht, den Einfluß eines zusätzlichen "Spitzerfeldes" (helische Windungen $l = 2$ und $l = 3$) auf die Instabilität zu untersuchen. Es zeigte sich ein teilweise recht erheblicher Einfluß auf die Verluste und auch auf das Einsetzen der Instabilität, der aber nicht befriedigend erklärt werden konnte. Der Versuch wurde abgebrochen, weil die komplizierte Geometrie des Spitzerfeldes der Fragestellung nicht recht angepaßt erschien.
3. Es wurde in der Entladungssachse ein isolierter Leiter angebracht, mit dem ein zusätzliches azimuthales Magnetfeld in der Entladung erzeugt werden konnte, das ebenfalls einen Einfluß auf die Stabilität im Sinne der Theorie von Kadomtsev haben sollte. Es zeigte sich eine stabilisierende bzw. destabilisierende Wirkung (je nach Richtung des Azimutalfeldes) des zusätzlichen Azimutalfeldes. Der Vergleich des Experiments mit der Theorie ist noch nicht abgeschlossen.

Die Ergebnisse der bisherigen Untersuchungen wurden in kurzer Form auf der IAEA-Konferenz im September 1961 in Salzburg (G. v. Gierke, K.H. Wöhler, CN-10/34/A) vorgetragen und werden demnächst in "Nuclear Fusion" veröffentlicht. Eine ausführliche Darstellung wird im Frühjahr 1962 als Dissertation bei der Universität München vorgelegt werden.

H ö c h s t v a k u u m . (E. Blauth)

1. Über die logarithmischen Verstärker für Ionenströme wurde der bereits angekündigte Bericht geschrieben (VLB Nr. 19).
2. Ionisationsmanometer für hohe Drücke: Verschiedene Röhrensysteme eigener Bauart wurden auf ihre Eignung zur Messung von hohen Drücken untersucht. Es konnte ein System angegeben werden, mit dem eine Messung des H_2 -Druckes zwischen 10^{-4} und 10 Torr mög-

lich ist. Die Eichkurven waren jedoch nicht linear. Für die Abweichungen vom linearen Verlauf sind eine ganze Reihe von Störeffekten maßgebend, die in einem Laborbericht zusammengestellt wurden (B. Scherzer, E. Blauth, E. Meyer; VLB Nr. 24).

3. Festkörperzerstäubung: Für die künftigen Experimente wurde ein neues Vakuumsystem entworfen, das Zerstäubungsmessungen unter UHV-Bedingungen ermöglichen soll.

Die Literaturstudien zur Festkörperzerstäubung wurden in einem Bericht dargestellt (R. Behrisch; VLB Nr. 20).

4. Die Studien zum Problemkreis Sorption wurden fortgesetzt und durch einen Besuch der einschlägigen Laboratorien in den USA vertieft (B. Scherzer; VLB in Vorbereitung).
5. Zur schonenden Desorptionsreinigung von UHV-Bauteilen wurden Vorschläge gemacht (E. Blauth; VLB Nr. 21).

Versuche zur Desorptionsreinigung wurden an zwei UHV-Pumpständen begonnen (H. Schulze).

6. Feldelektronenmikroskope wurden gebaut mit dem Ziel, sie zur Druckkontrolle einzusetzen (H. Schulze).
7. Um die für Cryopumpen interessanten Daten zu gewinnen, wurden Messungen des Wasserstoffdampfdruckes bei der Temperatur des flüssigen Heliums durchgeführt (H. Schulze; VLB erscheint).
8. Die Wirkung von aktivierten Gasen und Ladungsträgern in Vakuumsystemen wurde anhand vorliegender Beobachtungen in einem Bericht dargestellt (E. Blauth; VLB Nr. 22).
9. Zum Verständnis der Alpert'schen UHV-Kupferfallen wurde ein Beitrag geleistet. Eine geschlossene Deutung und Darstellung aller in der Literatur vorliegenden Experimente war möglich (E. Blauth; VLB Nr. 23).
10. Die Versuche über die Pumpwirkung von HF-Entladungen und glühenden Metallflächen in Deuterium (Wandproblem) ergaben eine starke Wasserbildung des Deuteriums mit den OH-Gruppen des Glases. Die in der Literatur vorliegenden Fehlmessungen wurden geklärt. (E. Blauth, E. Meyer, F. Schwirzke; VLB Nr. 25 mit Ergänzungen. Vortrag V. Int. Konf. über Ionisationsphänomene in Gasen, München 1961, "Proceedings of Fifth International Conference on Ionization Phenomena in Gases", Vol I, 545-549/1962.)
11. Das Partialdruckmeßproblem wurde am Farvitron-Massenspektrometer weiter verfolgt. An diesem Spektrometer wurde eine Erweiterung des Meßbereiches von bisher $5 \cdot 10^{-4}$ bis $5 \cdot 10^{-9}$ Torr auf

$2 \cdot 10^{-3}$ bis einige 10^{-12} Torr erreicht. Das Auflösungsvermögen wurde von 15 auf über 40 gesteigert.

(R. Behrisch, E. Blauth, F. Melzner, E. Meyer; VLB Nr. 26 und Vortrag Physikertagung Wien 1961, Phys. Verh. 12, 224/1961.)

12. Experimente ohne Abschluß durch einen Bericht:

- a) Rückdiffusion von Gasen in Diffusionspumpen: wird z.Zt. unter Beachtung neuer Gesichtspunkte weitergeführt (E. Meyer, E. Blauth).
- b) Pumpwirkung von HF-Entladungen und glühenden Metallen in verschiedenen Gasen (E. Meyer, E. Blauth).
- c) Versuche im Anschluß an Gabor: aufgegeben, weil das Problem geklärt erscheint (H. Schulze).
- d) Endvakuumkontrolle an einem kleinen Metall-Öldiffusionspumpstand (H. Schulze).
- e) Versuche zu einer neuen Sorptionspumpe (B. Scherzer, E. Blauth).
- f) Auspumpvorgang bei Anwendung verschiedener Kühlfallen (B. Scherzer, E. Blauth).
- g) Beeinflussung der Sauggeschwindigkeit durch die Sorption (B. Scherzer).
- h) Funktion und Leistung verschiedener, neuentworfener elektrostatischer Massenspektrometer (E. Blauth, E. Meyer).

3) Elektrische Sonden. (G. Müller)

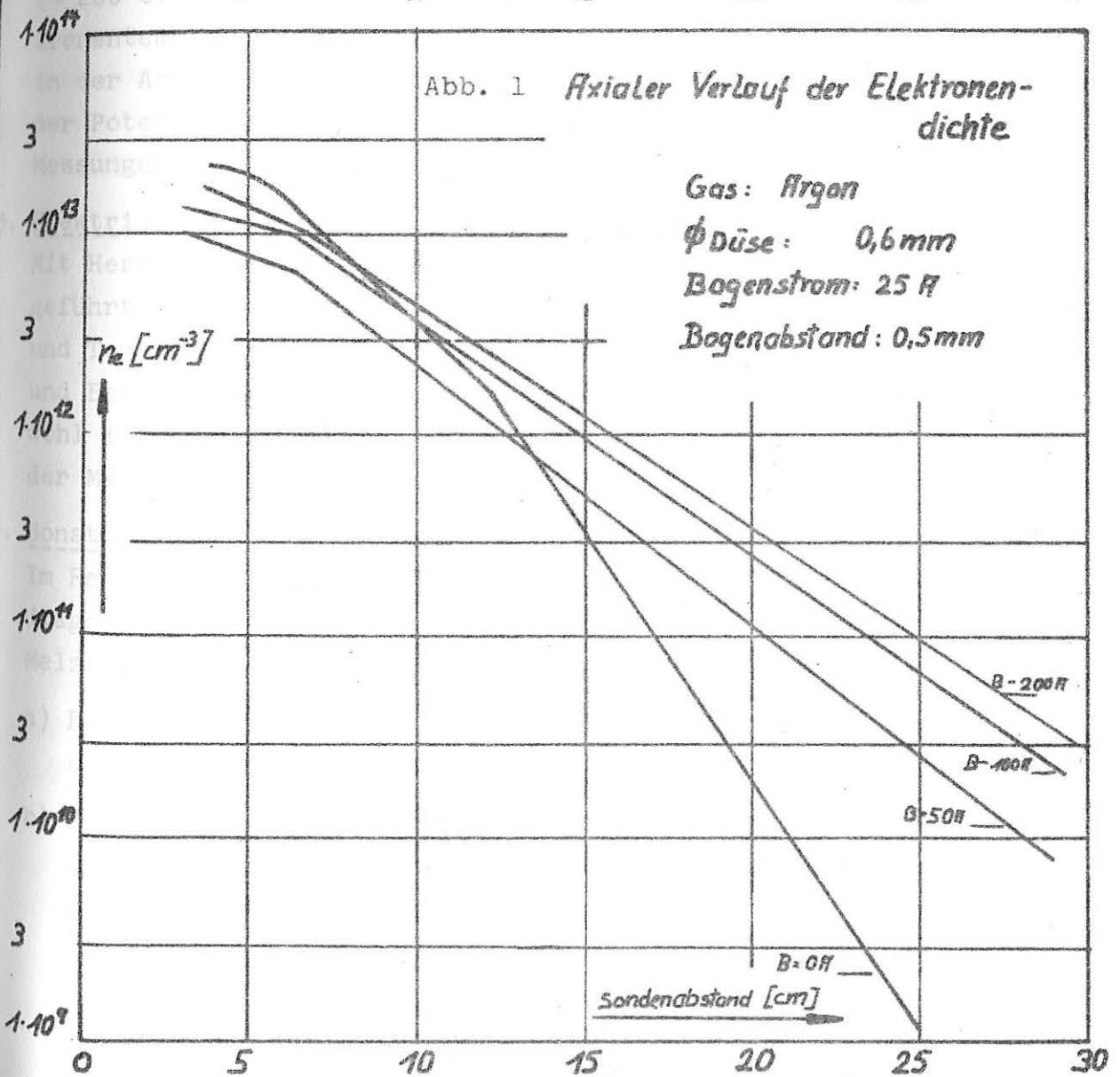
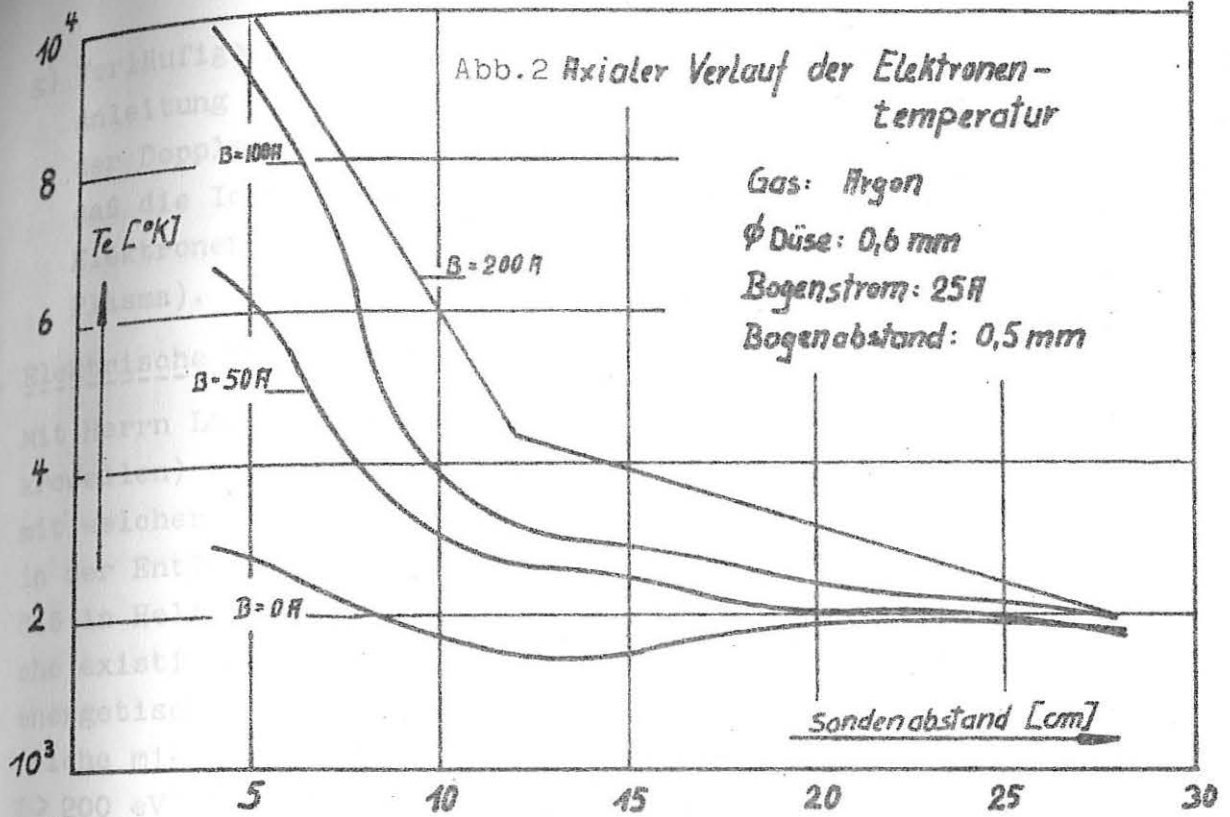
1. Bogenplasmaquelle

Die bereits im Jahresbericht 1960 erwähnte Bogenplasmaquelle wurde weiterentwickelt und das erzeugte Plasma mit elektrischen Sonden und spektroskopisch untersucht.

Diese Plasmaquelle soll ein stationäres, hochionisiertes, thermisches Plasma beliebiger Gase mit hoher Dichte (10^{10} bis 10^{15}cm^{-3}) und niedriger Temperatur (1000 bis $15\,000^\circ \text{K}$) liefern. Das Plasma wird durch einen Lichtbogen bei Atmosphärendruck zwischen wassergekühlten Metallelektroden und mit einem Entladungsstrom bis zu 100 A erzeugt. Die Anode ist durchbohrt und mit einem Rezipienten verbunden. Das Plasma diffundiert aus der Entladung durch die Anodenbohrung von 0,2 bis 0,6 mm \varnothing ins Plasmagefäß, wo es untersucht werden kann. Ein Längsmagnetfeld gestattet, das nichtstromführende Plasma im Magnetfeld zu untersuchen.

Folgende Arbeiten und Untersuchungen wurden durchgeführt:

- a) Die Wasserkühlung der Anode wurde verbessert, so daß die Plasmaquelle im Dauerbetrieb auch mit He und H₂ betrieben werden kann.
- b) Einbau einer Akku-Batterie zur Pufferung der Bogenstromversorgung aus dem Netzgerät.
- c) Messung der Stromspannungscharakteristika des Bogens bei mehreren Elektrodenabständen von 0,5 bis 4 mm und bei verschiedenen Magnetfeldern. Diese Charakteristika sind im gemessenen Strombereich fallend. Der Spannungsbedarf des Bogens wächst mit größer werdendem Magnetfeld.
- d) Messungen der Gasdurchsätze der Düse in Abhängigkeit vom Bogenstrom und vom Magnetfeld. Der Gasdurchsatz nimmt ab mit steigendem Bogenstrom und steigendem Magnetfeld.
- e) Messungen der Elektronendichte, Elektronentemperatur und der Plasmapotentiale für Argon und Helium mit Hilfe einer mit der Düse koaxial eingeführten, verschiebbaren Langmuir-Sonde. Wie das Diagramm der Abb. 1 im Falle Argon zeigt, fällt die Dichte bei großem Abstand von der Düse exponentiell mit dem Abstand ab, und zwar umso flacher, je höher das Längsmagnetfeld ist (Plasmaeinschließung). Bei Annäherung der Sonde zur Düse flachen die Dichtekurven ab als Folge des steileren radialen Dichteprofiles. Die Extrapolation des axialen Dichteverlaufs bei großem Abstand von der Düse lassen auf maximale Ladungsträgerdichten vor der Düse von 10^{14} bis 10^{15} cm^{-3} schließen. Abb. 2 zeigt den Verlauf der axialen Elektronentemperatur für Argon. Die Temperatur sinkt mit wachsendem Abstand von der Düse bis auf Werte von ca. 1000°K ab. Sowohl Plasma- als auch Aufladepotentiale, bezogen auf das Potential der Düse, sind immer positiv.
- f) Aus Sondenmessungen mit seitlich eingeführten ebenen "Löffel-sonden" kann geschlossen werden, daß das Plasma langsamer driftet, als es der thermischen Geschwindigkeit entspricht, ausgenommen in der Umgebung der Düse. Wenn man den Gasdruck im Vakuumpfäß ansteigen läßt, geht das Plasma in einen Plasmastrahl mit Überschallcharakter (Verdichtungsstoß an einer in den Plasmastrahl eingeführten Schneide) über. Dieser Plasmastrahl verliert seine Überschalleigenschaft, sobald man das Längsmagnetfeld einschaltet.



g) Vorläufige Messungen (durchgeführt von Frl. Warncke unter Anleitung von Herrn Wulff) der Iontemperatur auf Grund der Dopplereffekt-Verbreiterung einer Spektrallinie zeigen, daß die Iontemperatur zumindest in Düsenhöhe mit den Elektronentemperaturmessungen übereinstimmt (Thermisches Plasma).

2. Elektrische Sondenmessungen an einer PIG-Entladung

Mit Herrn Landauer wurde an der PIG-Entladung (s. A.III.11. Mikrowellen) vorläufig mit Sonden gemessen, um zu klären, ob und mit welcher Energie und Intensität hochenergetische Elektronen in der Entladung vorhanden sind. Die Messungen zeigten deutlich, daß in Helium bei Drücken von 1,5 bis $6 \cdot 10^{-2}$ Torr Druckbereiche existieren, bei denen zumindest größere Intensitäten hochenergetischer Elektronen nicht vorhanden sind, aber auch Bereiche mit großen Intensitäten hochenergetischer Elektronen (> 200 eV) vorkommen. Im Nieder-Energiebereich wurde eine Elektronentemperatur von etwa 3 eV gemessen. Die Plasmapotentiale in der Achse der Entladung waren in allen Messungen in der Höhe der Potentiale der Gefäßwand, die zugleich Anode ist. Genauere Messungen sollen folgen.

3. Elektrische Sondenmessungen in einer Hg-Entladung

Mit Herrn Ott wurden Sondenmessungen an seiner Entladung durchgeführt. Das Ziel dieser Messungen war die Bestimmung von Dichte und Temperatur der Elektronen in Abhängigkeit von Dampfdruck und Bogenstrom. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind sowohl in der Diplomarbeit von Herrn Ott enthalten als auch auf der Münchner Plasmatagung 1961 vorgetragen worden.

4. Sonstige Arbeiten

Im Rahmen der Weiterentwicklung der Geräte zur elektrischen Sonden-diagnostik wurden in der elektronischen Werkstatt von Herrn Melzner folgende Geräte gebaut bzw. sind noch im Bau:

- a) Ein ferngesteuerter, geregelter stromstarker Generator für elektrische Sondenmessungen in Plasmen sehr hoher Dichte.
- b) Zwei elektronische Differenziergeräte mit angeschlossenen kleinen Analogrechner zur direkten Registrierung von Energieverteilung der Elektronen im Plasma.

5. Messungen mit elektrischen Doppelsonden an Mimikry und Simplicius
(G. Peter)

Mit elektrischen Doppelsonden wurden an der Mimikry-Entladung Elektronentemperaturen und Ionendichten und deren radiale Verteilung bestimmt. Ferner konnten Aussagen über den Verlauf des radialen elektrischen Feldes und die Geschwindigkeiten gewonnen werden, mit denen Plasma in den seitlichen Rohrstutzen ausgeschleudert wird. Über die bisher durchgeführten Untersuchungen ist ein Laborbericht in Vorbereitung.

Die Messungen wurden mit koaxialen Zylinder-Doppelsonden mit gleichgroßer Oberfläche durchgeführt. Die Sonden wurden seitlich in das Entladungsrohr eingeführt und konnten radial verschoben werden. Die Stromversorgung der Sonde erfolgte aus einer Kondensatorbatterie von 10 000 μ F. Der gesamte Sondenstromkreis ist erdfrei auf "schwimmendem" Potential. Die Messung erfolgte, indem bei konstanter Sondenspannung der Sondenstrom in Abhängigkeit von der Zeit oszillographiert wurde. Die so bei verschiedenen Sondenspannungen erhaltenen Kurven konnten in Sondenkennlinien (Sondenstrom über Sondenspannung) für beliebige Zeitpunkte nach Beginn der Entladung umgezeichnet werden. Die Messungen wurden in verschiedenen radialen Abständen im Torus durchgeführt. Sie erstreckten sich über die gesamte Entladungszeit (von 0 bis 0,7 msec nach Beginn der Entladung). Hierbei betrug die Kondensatorspannung der Entladung 15 kV, das Stabilisierungsfeld B_{z0} meist 540 Gauss und der Wasserstoffdruck 20 μ .

Bei den Messungen traten folgende Schwierigkeiten auf:

- a) Die Sonden zünden in einigen Fällen schon bei geringen Sondenspannungen von 20 Volt durch (steiles Ansteigen des Sondenstroms), bevor noch der Ionensättigungsstrom erreicht ist. Dieses Durchzünden der Sonden hängt wahrscheinlich mit den in ähnlichen Entladungen beobachteten Erscheinungen des "arcing" zusammen.
- b) Dem Sondenstrom sind mittel- und hochfrequente Schwingungen überlagert, die aus der Entladung kommen. Diese Sondenstromschwankungen setzen ein zu einem Zeitpunkt, der etwa mit dem Maximum des Entladungsstromes übereinstimmt, und verschwinden, bevor der Torusstrom auf Null zurückgeht. Die Schwankungen zweier, unter gleichen Bedingungen aufgenommener Sondenstromoszillogramme sind jedoch einander sehr ähnlich.

Für die Konstruktion der Sondenkennlinie wurden die hochfrequenten Schwankungen, etwa über 3 MHz, durch Verwendung eines RC-Gliedes als Tiefpaß im Meßkreis unterdrückt. Die niederfrequenten Schwankungen wurden ausgemittelt, indem bei jeder Sondenspannung und unter sonst gleichen Bedingungen fünf Entladungen durchgeführt und die Sondenstromkurven gemittelt wurden. Da für jede Sondenkennlinie aber mindestens 10 Meßpunkte (d.h. 10 verschiedene Sondenspannungen) erforderlich sind, wird die Auswertung sehr umständlich und zeitraubend.

Die noch nicht abgeschlossene Auswertung der bisherigen Messungen ergab Elektronentemperaturen von maximal etwas über 100 000 °K und maximale Plasmadichten von etwa $7 \cdot 10^{14}$ Ionen/cm³. Nimmt man konstante Gasdichte und vollständige Ionisation an, so ergäbe sich für H₂⁺-Ionen eine Dichte von $7 \cdot 10^{14}$, bei Annahme vollständiger Dissoziation (H⁺) aber das Doppelte, nämlich $14 \cdot 10^{14}$. Die Messung der Ionendichte kann noch von Fehlern behaftet sein, die einerseits herrühren von dem theoretisch nicht exakten Zusammenhang zwischen Ionensättigungsstrom und Ionendichte, andererseits von einem eventuellen Vorhandensein hochenergetischer Elektronen ("run away"), die den Ionenstrom teilweise kompensieren und daher eine verkleinerte Ionendichte liefern. Die gemessenen Elektronentemperaturen und Ionendichten zeigen einen charakteristischen radialen Verlauf. Zu allen Zeiten der Entladung sind die Elektronentemperaturen und Ionendichten in der Achse kleiner als in benachbarten Bereichen, wobei in dem dem Toruszentrum zugewandten Bereich wiederum kleinere Dichten gemessen werden als im äußeren Bereich.

Aus der Verschiebung der Doppelsondenkennlinien entlang der Spannungsachse lassen sich vorläufig jedoch nur qualitative Aussagen machen - sowohl über den Verlauf des elektrischen Radialfeldes im Torus als auch über den Potentialverlauf durch Integration der Feldstärke. Bis zu Zeiten von ca. 300 μsec nach Beginn der Entladung ist das radiale Potentialprofil, auf die Rohrmitte bezogen, ziemlich symmetrisch. Nach 300 μsec wird das radiale Potentialprofil zunehmend unsymmetrischer in dem Sinne, daß das Potential an der Außenwand mit der Zeit immer größer wird gegenüber der Innenseite des Entladungsrohres.

Aus dem zeitlichen Verlauf des Sondenstromanfangs konnten Aussagen über die Geschwindigkeiten gewonnen werden, mit denen

Plasma in den seitlichen Rohrstützen ausgeschleudert wird (einige km/sec), sowie über den Aufbau der Entladung. Die Entladung setzt ein in einer Schicht 6 bis 8 cm von der Torusachse entfernt und wandert dann nach innen. Hierbei zeigt sich auch, daß der Sondenstrom frühestens 25 μ sec nach dem Einsetzen der Entladung meßbar wird.

Die Auswertung ist noch nicht abgeschlossen. Weitere Messungen sind in Vorbereitung, da sämtliche Messungen noch vor August 1961 durchgeführt worden sind und der Mimikry-Torus inzwischen umgebaut wurde.

-.--..-..--..--..--

An der Simplicius-Entladung wurden mit Sonden Vorversuche durchgeführt und weitere Messungen vorbereitet. Es zeigte sich, daß Sondenmessungen zwar möglich, jedoch infolge der kürzeren Entladungszeiten wesentlich schwieriger sind als bei der Mimikry-Entladung.

6. Caesium-Plasma (E. Guilino)

Im Frühjahr 1961 wurde mit den Aufbauarbeiten an einer vorläufigen Apparatur zur Erzeugung eines entladungsfreien, kalten und isothermen Caesium-Plasmas mit Hilfe des Langmuir-Effekts begonnen. Ein parallelgerichteter Cs-Atomstrahl trifft dabei auf eine Wolfram- oder Tantalplatte. Diese muß sehr stark aufgeheizt werden, einerseits, um die für die Kontaktionisation erforderliche reine Oberfläche zu bieten, andererseits, um genügend Elektronen zur Neutralisierung des Plasmas zu emittieren. Eine Heizung mit Elektronenbombardement von 1 bis 2 kW Leistung bringt die Emitterplatte auf 2000 bis 2400° K.

Diese Arbeiten waren im Sommer des Berichtsjahres so weit fortgeschritten, daß erste qualitative Messungen begonnen werden konnten. Die zweite Hälfte des Jahres verging mit ständigen Verbesserungen der Methode und der Apparatur, in erster Linie der Kühlung, der Stabilität der Emitterheizung, des Atomstrahlrofens zum Einschub des Caesiums und dessen Kollimation.

Die letzten Messungen dienten der möglichst genauen Bestimmung der Emittertemperatur als Funktion der Heizleistung. Diese Abhängigkeit wird u.a. stark von der Geometrie der Anordnung beeinflusst. Genauere Ausmessung des Plasmas mit einer ebenen Langmuir-Sonde (Tantalaufgabe 4 mm \varnothing) zeigten, daß bisher maximal

eine Dichte von $2 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-3}$ erreicht wurde, daß das Plasma eine genau ausgeprägte Maxwell-Verteilung aufweist und daß seine Temperatur etwa der der Emitterplatte entspricht.

Die Messung der Plasmadichte als Funktion der Emittertemperatur stimmte im günstigsten Falle bis auf den Faktor 2 mit einer (recht groben) theoretischen Abschätzung überein. Allgemein erwies sich, daß die Erwartungswerte umso besser erreicht werden, je dichter das Plasma und je stärker ein äußeres Längsmagnetfeld ist (vorläufig nur bis zu 250 Gauss).

Gleichzeitig wurde in Zusammenarbeit mit der Ingenieur-Gruppe ein neuer und größerer Aufbau einer Apparatur der beschriebenen Art geplant. Diese Konstruktion verspricht höhere Plasmadichte, definiertere Verhältnisse und wesentlich erweiterte diagnostische Möglichkeiten.

Im Frühjahr angestellte Erwägungen über den Bau magnetischer und elektrischer Diskriminatorsonden, die es gestatten, positiven und negativen Sondenstrom gleichzeitig getrennt zu messen, wurden wegen größerer Dringlichkeit der Entwicklungsarbeiten am Caesiumplasma eingestellt.

Verzeichnis der Veröffentlichungen und Laborberichte
der Abteilung v.Gierke.

1) Stationäre Plasmaentladungen.

"Investigation of a Stationary Plasma in a Magnetic Field" (F. Boeschoten und F. Schwirzke)
Abstr. CN-10/33/A, IAEA-Konferenz, Salzburg 1961. Veröffentlichung in "Nuclear Fusion", 1962. Auch als Laborbericht vorhanden.

Untersuchung von Oszillationen an einer stationären Entladung (Cabinet) (F. Boeschoten, F. Schwirzke und G. Siller)
Laborbericht in Vorbereitung.

"Untersuchung von Plasma-Grenzschichten mit einer Elektronenstrahlsonde" (G. v.Gierke, W. Ott und F. Schwirzke)
Vortrag München 1961. Veröffentlichung in "Proceedings of the Fifth Intern. Conference on Ionization Phenomena in Gases", 1962.

"Untersuchung von Plasma-Grenzschichten mit einer Elektronenstrahlsonde" (W. Ott)
Diplomarbeit.

"On the Diffusion in the Positive Column in a Longitudinal Magnetic Field" (G. v.Gierke und K.H. Wöhler)
Abstr. CN-10/34/A, Vortrag IAEA-Konferenz, Salzburg 1961. Veröffentlichung in "Nuclear Fusion", 1962

"Anomale Diffusion in der positiven Säule im longitudinalen Magnetfeld" (K.H. Wöhler)
Dissertation in Vorbereitung.

2) Höchstvakuum.

"Logarithmische Verstärker für Ionisierungsströme" (E. Meyer)
Vak.-Lab.-Ber. Nr. 19.

"Ionisationsmanometer für hohe Drücke" (B. Scherzer, E. Blauth und E. Meyer)
Vak.-Lab.-Ber. Nr. 24.

"Festkörperzerstäubung" (Literaturstudie) (R. Behrisch)
Vak.-Lab.-Ber. Nr. 20.

Sorption (Literaturstudie) (B. Scherzer)
Vak.-Lab.-Ber. in Vorbereitung.

"Vorschläge zur Desorptionsreinigung von UHV-Bauteilen und Pumpen während des Ausheizprozesses oder während des Betriebs"

(E. Blauth)
Vak.-Lab.-Ber. Nr. 21.

Dampfdruck des Wasserstoffs bei Temperaturen flüssigen Heliums

(Frl. H. Schulze)
Vak.-Lab.-Ber. in Vorbereitung.

"Aktive Gase und Ladungsträger in Vakuumsystemen"

(E. Blauth)
Vak.-Lab.-Ber. Nr. 22.

"UHV-Kupferfallen"

(E. Blauth)
Vak.-Lab.-Ber. Nr. 23.

"Über die Pumpwirkung einer Hochfrequenzentladung in Deuterium"

(E. Blauth, E. Meyer und F. Schwirzke)
Vak.-Lab.-Ber. Nr. 25. Vortrag München 1961. Veröffentlichung in "Proceedings of the Fifth Intern. Conference on Ionization Phenomena in Gases", Vol. I, S. 545-549, 1962.

"Erweiterung des Meßbereichs bei einem elektrostatischen Massenspektrometer"

(R. Behrisch, E. Blauth, F. Melzner und E. Meyer)
Vak.-Lab.-Ber. Nr. 26. Vortrag Physikertagung Wien 1961; Phys. Verh. 12, 332, 1961.

3) Elektrische Sonden.

"Vergleich spektroskopischer Untersuchungen mit Mikrowellen- und Sondenmessungen"

(G. v. Gierke, L. Lisitano, G. Müller, H. Schlüter, M. Tutter und H. Wulff)
Vortrag München 1961. Veröffentlichung in "Proceedings of the Fifth Intern. Conference on Ionization Phenomena in Gases", Vol. I, S. 380-388, 1962.

Messungen mit elektrischen Doppelsonden an Mimikry und Simplicius

(G. Peter)
Laborbericht in Vorbereitung.

A B T E I L U N G 3

LEITER : DR. WIENECKE

Jahresbericht 1961

I. Versuche zur Herstellung eines stationären Hochdruck-
plasmas im Temperaturbereich bis zu $100\,000^{\circ}$ K

In einem elektrischen Lichtbogen sind im allgemeinen nur Temperaturen bis zu etwa $20\,000^{\circ}$ K zu erreichen. Diese Grenze ist bedingt durch die mit der Temperatur ansteigende Wärmeleitfähigkeit des Plasmas. Nur wenn es gelingt, den radial gerichteten Wärmestrom der stationären Entladung stark zu vermindern, kann eine wesentliche Steigerung der Achsentemperatur erwartet werden. Dies kann im Prinzip auf zwei Arten erreicht werden.

- a. Umgibt man den Entladungskanal mit einem Gebiet verminderten Druckes, in dem die freie Weglänge λ der Gaspartikel vergleichbar mit den Gefäßdimensionen wird, so nimmt - bei konstanter Temperatur - die Wärmeleitfähigkeit κ mit der Wurzel aus dem Gesamtdruck ab.
- b. Ein dem Entladungskanal überlagertes axiales Magnetfeld reduziert die Wärmeleitfähigkeit κ des Plasmas und damit auch den Wärmestrom in radialer, zum Magnetfeld senkrechter Richtung. Nach Rechnungen von Braginski (JETP, 6, 33, 1958) und Marshal hängt die Wirkung des Magnetfeldes vom Verhältnis H/p (H = magn. Feldstärke, p = Gesamtdruck) ab.

Beide Beeinflussungsmöglichkeiten der Wärmeleitfähigkeit eines Plasmas sollen bei der von uns entwickelten Versuchsanordnung ausgenutzt werden.

Mit Hilfe eines 1. Lichtbogens, der zwischen einer stark wassergekühlten Kupferanode und einer Wolframspitze als Kathode brennt (Plasmabrenner, PB), wird ein Plasmastrahl hoher Dichte und grosser Geschwindigkeit erzeugt. Ein dem 2. Bogen überlagertes axiales Magnetfeld soll einmal die Wärmeleitfähigkeit χ des Plasmas reduzieren, zum anderen aber auch die Diffusion der geladenen Teilchen an die Gefässwand verhindern und so einen radialen Druckgradienten erzeugen bzw. aufrechterhalten. Das Prinzip der Anordnung ist in Fig.1 schematisch wiedergegeben. Im einzelnen wurden zu diesem Problemkreis folgende Arbeiten durchgeführt:

1. Theoretische Arbeiten

Zum Verständnis der Vorgänge im Plasmabrenner und zur Berechnung von Mittelwerten für die Temperatur und die Auströmgeschwindigkeit des Gases bzw. Plasmas aus der Düse, wurde eine eindimensionale Theorie der Gasströmung mit Aufheizung aufgestellt und in einem zweiten Schritt auf ein Medium mit variablem $\gamma = c_p/c_v$ (teilweise ionisiertes Gas) erweitert. (Salvat, Witkowski, Ahlborn)

Ausgehend von den Bewegungsgleichungen für ein Plasma mit Neutralgas, wie sie von A. Schlüter angegeben worden sind, konnte die Wirkung eines axialen Magnetfeldes auf die radiale Diffusion von Ladungsträger, die Entstehung von elektrischen Strömen in φ -Richtung und den damit verbundenen Kraftwirkungen auf ein Plasma formelmässig berechnet und für den praktischen Fall abgeschätzt werden. Insbesondere konnte der Druckanstieg in der Säule der Entladung, der sich durch die Reduktion des stationären Diffusionsstromes von Ladungsträgern bei Anlegen eines axialen magnetischen Feldes einstellt, quantitativ berechnet werden. (Wienecke)

Zur quantitativen Berechnung der Aufheiz- und Diffusionsvorgänge im vorgesehenen Experiment war es notwendig, die Teilchenzusammensetzung, die Dichte und die Enthalpie für Argon und Wasserstoff in Abhängigkeit von Druck und Temperatur zu berechnen. Weiter erfolgte eine numerische Auswertung der Wärmeleitungstheorie von Braginski (Wärmeleitfähigkeit von Wasserstoff als Funktion der Temperatur, des Druckes und des Magnetfeldes) für den beim Experiment interessierenden Parameterbereich. Ausserdem wurden Zahlenwerte für die elektrische Leitfähigkeit und die Diffusionskoeffizienten von Wasserstoff bis zu einer Temperatur von 10^6 °K bestimmt.

2. Praktische Arbeiten

a. Plasmabrenner (PB) (Salvat, Ahlborn)

Um für den Einschuss des Plasmas in das Vakuum möglichst gute energetische Bedingungen zu finden, wurden mehrere Plasmabrenner unter Variation von Düsenform und Düsenlänge auf ihre Eigenschaften untersucht. Dabei wurden gemessen: 1) das pro Zeiteinheit durch den Brenner fliessende Gasvolumen ψ 2) der Druck p , 3) die Ausströmgeschwindigkeit w und 4) die Temperatur T (2, 3, 4 am Düsenausgang); ferner 5) die in den Brenner hineingesteckte elektrische Leistung $L = I \cdot U$ und 6) die durch das Kühlwasser abgeführte Leistung Q . Es wurde festgestellt, dass in den benutzten Anordnungen I und ψ die freien Parameter sind, und dass w , T , L und Q eindeutig - bei vorgegebenem Brenner - durch ψ und I bestimmt sind.

Der aus der Düse austretende Plasmastrahl kann laminar oder turbulent sein. Der Übergangspunkt von laminarer zu turbulenter Strömung ist ebenfalls eine Funktion von ψ und I .

b. Plasmabrenner im Magnetfeld (Witkowski, Ahlborn, Salvat)

Ein überlagertes homogenes axiales Magnetfeld störte wegen des Auftretens von Lorentzkräften und den damit verbundenen Fliehkräften das Brennen des PB. Aus diesem Grunde wurden passende Magnetfeldkonfigurationen (Cusped geometry) auf dem Analogrechner des Max-Planck-Instituts berechnet und experimentell erprobt, bei denen sich der PB 1) im nahezu feldfreien Raum befindet und 2) die elektrischen Stromlinien im PB annähernd parallel zum Magnetfeld laufen und 3) das Übergangsgebiet zu einem axialen homogenen Magnetfeld klein ist, so dass der Strahl im homogenen Feld untersucht werden kann. Die Gegenschaltung zweier H-Feld-Spulen ergab ein ruhiges Brennen des PB.

c. Interferometeraufnahmen des Plasmastrahles (Witkowski)

Aus Aufnahmen des Plasmastrahles im Mach-Zehnder-Interferometer konnten Rückschlüsse auf die Temperaturverteilung in den äusseren Zonen des Plasmastrahles gezogen werden. Es zeigte sich, dass die 300°K -Isotherme nahezu auf einem Zylindermantel liegt, der dicht an die leuchtende Grenze des Plasmastrahles herankommt. Bei sehr kleinem Gasdurchsatz konnte ein vollkommen laminarer Plasmastrahl erzielt werden. Bei grossem Gasdurchsatz dagegen wird der Plasmastrahl turbulent (siehe Fig.2 und 3).

d. Spektroskopische Untersuchungen am Plasma-Strahl (Mahn)

Die Bestimmung der Temperatur des aus dem PB austretenden Strahles geschah auf spektroskopischem Wege. Die mittlere Temperatur über dem Querschnitt des Plasmastrahles in einem Abstand von 6 mm vor der Düse konnte bei einem Brennerstrom von 200 Amp. mit Argon als Brenngas aus Kontinuums- und Linienintensitäten zu $14\ 000^{\circ}\text{K}$ bestimmt werden.

Zur Ermittlung der radialen Temperatur-Verteilung wurde die Absolutintensität einer AI-Linie bekannter Oszillatorenstärke benutzt. Es ergab sich eine fast rechteckförmige T-Verteilung über dem Plasmastrahl. Das T-Messverfahren wird erweitert für He als Treibgas.

e. Sondenmessungen

Aufgrund der Diffusionstheorie für ein stromloses Plasma gibt es für den Fall thermodynamischen Gleichgewichts eine Beziehung zwischen der radialen Potentialverteilung (Einstellung durch ambipolare Diffusion) und der Temperatur. Mit Hilfe von Potentialsonden konnte diese radiale Potentialverteilung gemessen und mit der theoretisch aufgrund von spektroskopischen Temperaturmessungen berechneten Verteilung verglichen werden, wobei sich sehr gute Ubereinstimmung ergab. Aus diesem Grunde wurde diese Methode abgewandelt, um aus dem gemessenen Potentialverlauf umgekehrt die Temperatur zu bestimmen (Fig.4, 5). (Ringler)

Die Bestimmung des Geschwindigkeitsfeldes im Plasmastrahl soll mit einer "Hall-Methode", wie sie zuerst von Sakuntala (J.Appl.Phys. 30, 1669, 1959) angegeben worden ist, versucht werden. Dazu wird eine Doppelsonde mit sehr kleinem Abstand beider Sonden durch den Plasmastrahl geschlagen. Gleichzeitig wird quer zum Plasmastrahl ein hochfrequentes Magnetfeld angelegt. Strömt das Plasma zwischen beiden Sonden mit einer Geschwindigkeit v , so wird bei richtiger Anordnung des Magnetfeldes eine zusätzliche EMK $= \frac{1}{c} [v \times B]$ im Plasma erzeugt und von den Sonden gemessen. Anfangsergebnisse sind vorhanden. (Ringler, Mahn)

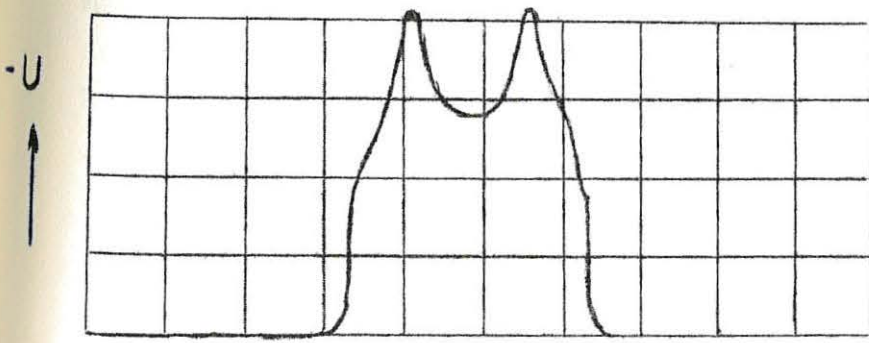


Fig.4 Radiale Potentialverteilung im Plasmastrahl (Argon, 200 Amp.)

f. Untersuchungen am 2. Bogen

In freier Atmosphäre konnte ein 2. Lichtbogen ohne axiales Magnetfeld bis zu Strömen von ca. 250 Amp. (Grenze der gegenwärtigen elektrischen Leistung) gebrannt werden, ohne dass Ansätze auf der Kupferdüse zu beobachten waren. Es zeigt sich mit Argon als Brenngas ein fast zylindrischer Lichtbogen, der bis zu etwa 8-10 cm Länge gebrannt werden konnte. Die Polarität der 3. Elektrode war bei diesen Untersuchungen unkritisch. Rein qualitativ liess sich an der Veränderung des Intensitätsverhältnisses von AI- und AII-Linien eine Erhöhung der Temperatur im 2. Bogen feststellen. Die Untersuchungen sollen fortgesetzt werden (Mahn, Ringler).

Beim Versuch, den 2. Bogen in einem evakuierbaren Kessel zu brennen, war die Düse des PB die Kathode des 2. Lichtbogens. Es gelang hier, geeignete Betriebsbedingungen für Helium, Wasserstoff und Argon bei Kesseldrucken zwischen $1/20$ und 1 atm und Strömen bis zu 200 Amp. bei verschiedenen Gasdurchflussmengen pro Sekunde zu finden. Der Einfluss eines axialen Magnetfeldes von etwa 5 000 Gauß auf den etwa 20 cm langen Lichtbogen äusserte sich in einem erheblichen Anstieg der Brennspannung und bei H, Ar und He in einer Kontraktion der Bogensäule auf ca. $1/4$ des Querschnittes. Es zeigte sich ausserdem, dass der 2. Lichtbogen mit Magnetfeld viel ruhiger und stabiler brannte. Überschallknoten, die ohne Magnetfeld im Plasmastrahl bzw. im 2. Bogen auftraten, wurden bei Einschalten des Magnetfeldes zurückgedrängt. Eine qualitative Untersuchung dieser Phänomene und ein Vergleich mit der Theorie wird z.Z. durchgeführt. Ausserdem ist eine wesentliche Erhöhung des Magnetfeldes auf zunächst 20 kGauß in Vorbereitung. (Witkowski, Wienecke)

Für die weiterführenden Versuche sind eine Reihe von neuen Vakuumkesseln, Elektroden und Kühleinrichtungen entwickelt und erprobt worden.

II. Untersuchungen an ebenen Stosswellen

Ziel der Untersuchungen ist es, die Struktur der Stossfront und die Wechselwirkung von Stosswellen mit stationären Magnetfeldern quantitativ zu untersuchen. Hierzu war es zunächst notwendig, geeignete Messverfahren für derartige Untersuchungen zu entwickeln und die technischen Voraussetzungen für reproduzierbare Messungen zu schaffen. Zu diesem Zweck wurde eine Reihe von Einzeluntersuchungen und -entwicklungen durchgeführt.

1. Technische Entwicklungen (Muntenbruch)

Das von Kolb angegebene Stosswellenrohr vom T-Typ wurde durch Verbesserung der Elektrodenstellung und Verringerung der Induktivität des Entladekreises zu einem Stosswellenerzeuger guter Reproduzierbarkeit entwickelt.

Zur Bestimmung der Stosswellengeschwindigkeiten musste eine Schmierkamera genügender optischer Öffnung und hinreichender Schreibgeschwindigkeit mit guter Zeitauflösung entwickelt werden. Die in Zusammenarbeit mit dem Konstruktionsbüro gebaute Kamera arbeitet nach dem Autokollimationsprinzip. Das Objektiv L_1 bildet das Stosswellenrohr G auf den in der Brennebene des Objektivs L_2 stehenden Spalt S ab. Das von S ausgehende Licht verlässt L_2 als paralleles Lichtbündel, trifft auf den Drehspiegel DS , von dem es auf L_1 reflektiert wird und durch L_1 in die Ebene des Spaltes S reflektiert wird. Bei drehendem Spiegel DS wird das Bild des verstellbaren Spaltes S über die Kassettenebene gewischt. Die synchrone Auslösung des Vorganges erfolgt über einen elektromagnetischen Kontaktgeber, der mit der Drehachse des Spiegels verbunden ist. Bei einer Drehzahl des Spiegels von 18 000 U/min, einem Spiegeldurchmesser von 11 cm und einer wirksamen optischen Öffnung von 1:5 bzw. 1:6,5 werden Schreibgeschwindigkeiten von 1,8 mm/sec bzw. 3,6 mm/sec erreicht. Die durch die Breite des Spaltes S mitbestimmte Zeitauflösung liegt bei $5 \cdot 10^{-8}$ sec. Durch die Verwendung von polierten Titanspiegeln und Wasserstoff bzw. Helium als Füllgas im Kameragehäuse lässt sich die Schreibgeschwindigkeit erheblich erhöhen.

2. Untersuchung der Abhängigkeit der Stosswellengeschwindigkeit längs des Stosswellenrohres (Muntenbruch)

Im Gegensatz zu den mechanischen Stosswellenrohren (mit platzender Membran) erfolgt die Wechselwirkung zwischen der die Stosswelle erzeugenden Kraft und dem beschleunigten Gas nur in einem sehr kurzen Zeitintervall nach Zündung der Entladung. Danach ist die Stosswelle in ihrem weiteren Lauf sich vollkommen selbst überlassen. Dies führt aus Energie- und Impulsgründen zu einer stetigen Abnahme der Stosswellengeschwindigkeit mit ihrer Entfernung vom Ursprungsort. Zur Klärung dieser Zusammenhänge wurde eine Reihe von Schmierkameraaufnahmen von Stosswellen im T-Rohr unter Variation des Anfangsgasdruckes und der Gasart (H_2 , N_2 , Ar) gemacht und die Abhängigkeit $x(t)$ und $v(t)$ vermessen. Die Ergebnisse werden zur Zeit mit theoretischen Werten verglichen. Ein typisches Bild einer ausgewerteten Schmieraufnahme ist in Fig.6 wiedergegeben.

3. Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas hinter der Stossfront (Brederlow)

Die Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas ist bei Stosswellen grundsätzlich immer kleiner als die - z.B. mit einer Schmierkamera zu messende - Geschwindigkeit der Stossfront selbst. Da optische Verfahren zur Messung der Gas- bzw. Plasmageschwindigkeit nicht angewandt werden können, bekannte Gasgeschwindigkeiten aber zur Aufklärung der Stossfrontstruktur und der Erscheinungen hinter der Front wesentlich beitragen können, wurde ein von M.Sakuntala, A.v.Engel und R.G.Fowler (Phys.Rev. 118, 1459, 1960) angegebenes Verfahren benutzt:

Hierbei wird senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Stosswelle ein schwaches räumlich begrenztes homogenes Magnetfeld erzeugt, das bei Durchgang der Stosswelle im Plasma eine elektromotorische Kraft induziert, deren Richtung und Grösse durch das Vektorprodukt $[\mathbf{v} \times \mathbf{E}]$ bestimmt ist.

Misst man die Potentialdifferenz zwischen zwei sich gegenüber im Entladerohr stehenden kleinen Flächensonden, so kann bei bekanntem L ($\sim 100 \text{ cm}$) und gegebenem Sondenabstand direkt die Geschwindigkeit des Gases in der Stosswelle oszillographisch bestimmt werden. Messungen wurden zunächst an einem T-Rohr nach Kolb in einem Druckbereich zwischen 0,1 und 2,5 Torr mit Wasserstoff als Füllgas durchgeführt. Der Entladekreis hatte eine Eigenfrequenz von 200 kHz ($C = 7,8 \mu\text{F}$, Ladespannung 8-15 kV). Gleichzeitig mit dem Sonden-signal wurde stets der am Ort der Sonden bei Durchgang der Stosswelle entstehende Lichtimpuls mit Hilfe eines Photomultipliers oszillographisch registriert.

Es zeigte sich, dass bei hohen Anfangsdrucken im Entladerohr und kleinen Ladespannungen des Kondensators zwei zeitlich aufeinanderfolgende Sonden-signale erscheinen, während nur ein Lichtsignal zu beobachten ist, das mit dem zweiten Sonden-signal zeitlich koinzidiert. (Fig.7) Bei niedrigen Drucken und hohen Ladespannungen dagegen findet man nur je ein Sonden- und Lichtsignal, die beide zeitlich zusammenfallen. Diese Ergebnisse scheinen Aussagen von M.Cloupeau (Comptes rendus 251, 918, 1960 und 253, 1160, 1961) zu bestätigen, nach denen die in derartigen Stosswellenrohren auftretenden Leuchterscheinungen im wesentlichen durch das von der elektrischen Entladung herausgeschossene Plasma hervorgerufen werden.

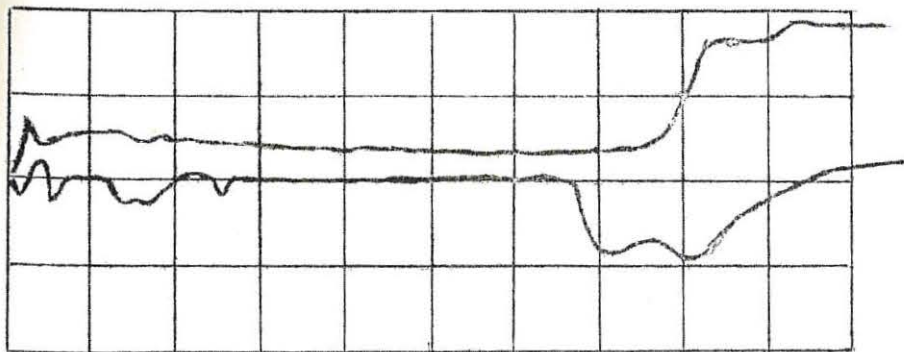


Fig.7 Oberer Strahl: Photo-Signal
Unterer Strahl: Sonden-Signal
Anfangsdruck 2,5 Torr
Ladespannung 9 kV

Nur bei hohen Anfangsdrucken sollen sich sehr schwach leuchtende Stosswellen von dem Entladungsplasma lösen. Weitere Messungen und eine Verfeinerung der elektronischen Registrierung sind notwendig und in Arbeit, um zu endgültigen Ergebnissen zu gelangen.

4. Untersuchungen an einer Lauffunkenstrecke (Liebing)

Zur Erzeugung von Stosswellen hinreichender räumlicher Ausdehnung wurde eine Lauffunkenstrecke, die aus zwei gegenüberliegenden Eisenplatten von etwa 10 x 100 cm Ausdehnung besteht, gebaut. An ihren Enden werden die Platten durch je einen Kunstharzblock auf einen Abstand von 3 cm gehalten. Der Raum zwischen den Platten kann bis auf 10^{-4} Torr evakuiert werden. Das eine Ende der Lauffunkenstrecke ist mit einer als Netzwerk ausgebildeten Kondensatorbatterie verbunden, die einen fast rechteckförmigen Stromimpuls von 60 kA für eine Zeit von 30 μ sec liefert.

Falls die Ausbreitungsgeschwindigkeit der ersten sich beim Durchschlag ausbildenden Plasmaschicht wesentlich grösser ist als die Eindringgeschwindigkeit des Stromes bzw. des Magnetfeldes in das Plasma, so bleibt alles einmal gebildete Plasma unter der Wirkung der elektromagnetischen Beschleunigungskraft. In diesem Fall würde alles ruhende kalte Gas in die sich ausbildende Stosswelle aufgenommen werden und das magnetische Feld analog einem Druckkolben beim mechanischen Stosswellenrohr wirken. Abschätzungen zeigen, dass zwar mit einem geringen Eindringen des Stromes in das Plasma während der Laufzeit zu rechnen ist, dass aber im wesentlichen das gesamte Plasma beschleunigt wird.

Methoden zur Messung des magnetischen und elektrischen Feldes als Funktion von Zeit und Ort sowie der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Plasma längs der Entladungsstrecke sind vorbereitet.

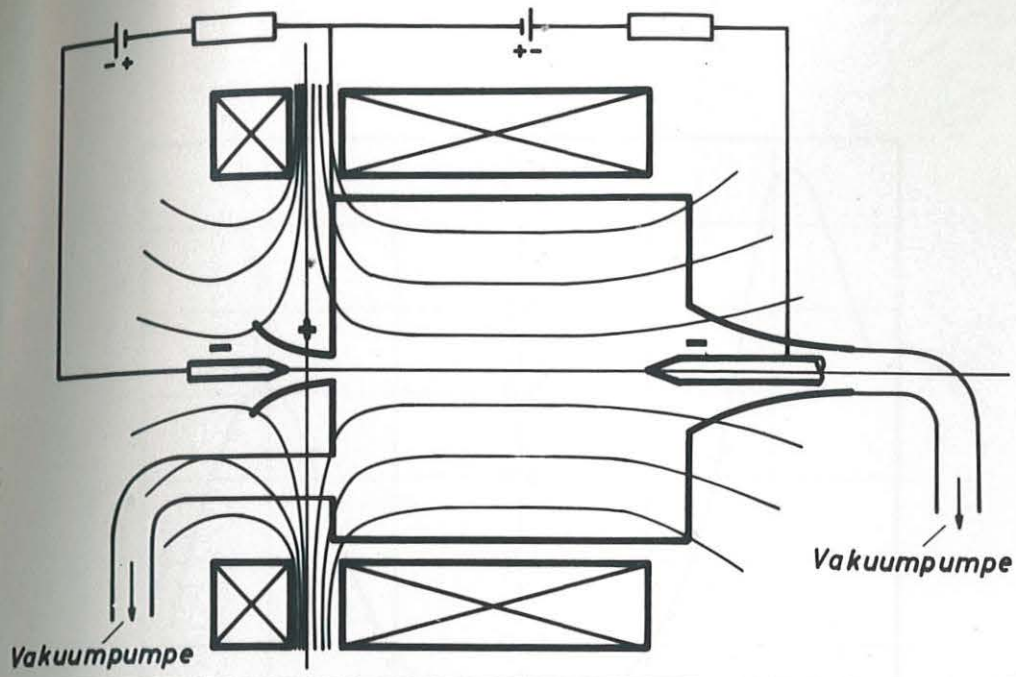


Fig. 1 Prinzipschaltbild der Bogenanordnung im Magnetfeld.



Fig. 2 u. 3 Interferometeraufnahmen des Plasmastrahles in freier Atmosphäre, Argon.

Fig. 2: Durchflussmenge $0,14 \text{ m}^3/\text{h}$.

Fig. 3: " " $0,40 \text{ m}^3/\text{h}$.

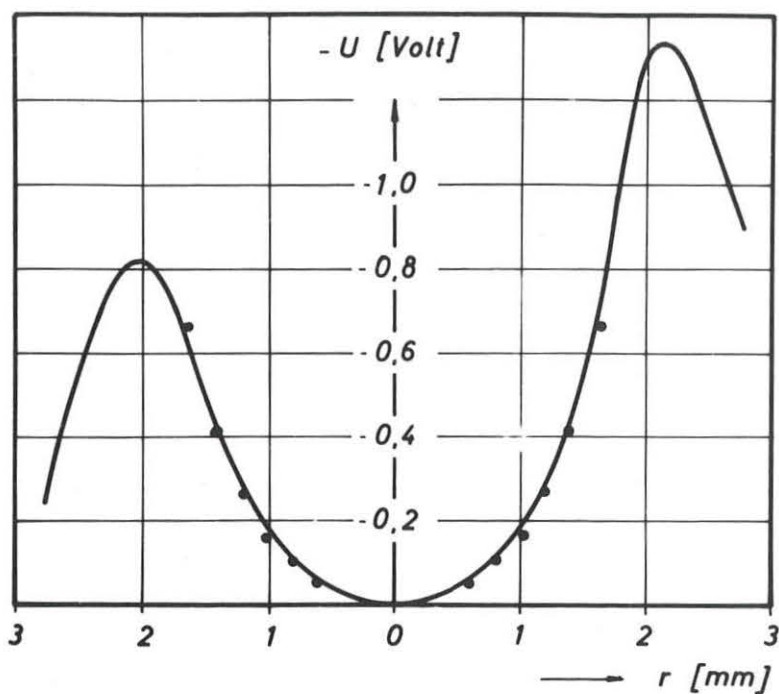


Fig. 5 ——— Gemessene Potentialverteilung bei 200 Amp., $0,4\text{ m}^3/\text{h}$ Argon, 6 mm vor der Düse.
 . . . Aus Temperaturverteilung errechnet.

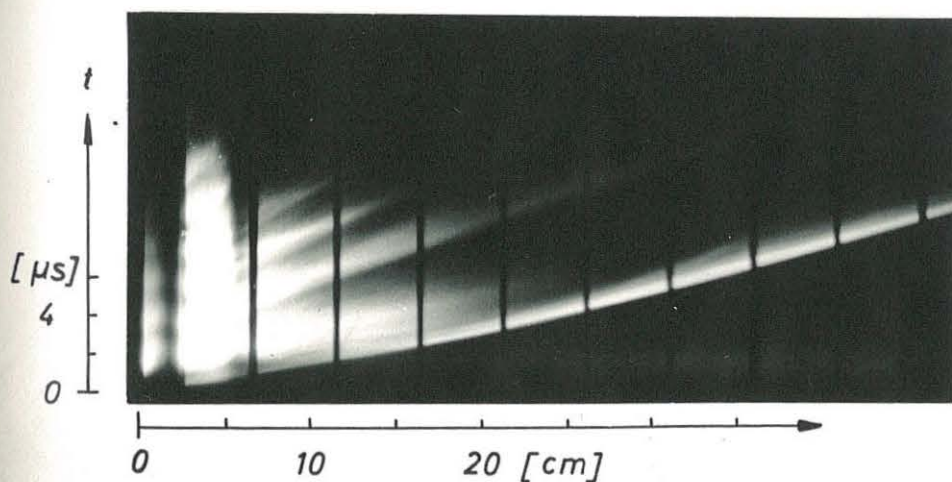


Fig. 6 Schlierenkameraaufnahme einer Stosswelle in N_2 . Anfangsdruck 0,02 Torr

A B T E I L U N G 4

LEITER : DIPL.-ING. SCHMITTER

Inhaltsübersicht

1. Allgemeines
2. Tätigkeit innerhalb der Ingenieurgruppen
 - 2.1 Allgemeine Projektierung
 - 2.2 Konstruktion
 - 2.3 Hochspannungstechnik
 - 2.4 Elektronik
 - 2.5 Magnetfeldtechnik
 - 2.6 Allgemeine Technologie
3. Tätigkeit innerhalb der zentralen Werkstätten
 - 3.1 Mechanische Werkstätten und Tischlerei
 - 3.2 Elektro- und Elektronikwerkstatt

Außerdem w
1. Allgemeines
=====

Die Ingenieur-Abteilung wurde im Laufe des Jahres 1961 gebildet. Der Planung ihrer Struktur lagen folgende Aufgabenbereiche zugrunde :

- a) Planung, Entwicklung und Fertigung von technisch-physikalischen Bauteilen, Geräten und Anlagen für die Experimentalphysik
- b) Beratung der Experimentalphysiker in technischen Fragen
- c) Betrieb, Wartung und Ergänzung der technischen Betriebs-einrichtungen des Instituts
- d) Wahrung der technischen Belange des IPP beim Bau des Instituts

Den hohen technischen Anforderungen der experimentellen Plasmaphysik kann nicht mehr durch Allround-Ingenieure Genüge geleistet werden. Eine sinnvolle Spezialisierung ist erforderlich. Die wichtigsten in Frage kommenden Sachgebiete werden in der Ing.-Abteilung daher durch 6 Fachgruppen vertreten. Dies sind :

Konstruktion

Hochspannungstechnik

Elektronik

Magnetfeldtechnik

allgemeine Technologie

Vakuumtechnik.

Dazu kommt die "Projektierung". Das Schwergewicht der Aufgaben dieser Gruppe liegt in der Ausarbeitung und Koordinierung solcher Gesamtprojekte, bei deren Erstellung und Realisierung die Mitarbeit mehrerer Fachgruppen erforderlich ist.

Außerdem werden in der Projektierungsgruppe bestimmte Sonderaufgaben, vorwiegend meßtechnischer Natur, die nicht in das Sachgebiet einer der vorgenannten Fachgruppen fallen, durchgeführt.

Wie an die Planung und die Entwicklung, so müssen auch an die Fertigung hohe Ansprüche gestellt werden. Es sind daher dem letzten Stand der Technik entsprechend eingerichtete Werkstätten erforderlich. Die Schwerpunkte einer Fertigung für plasmaphysikalische Geräte sind :

Mechanik

Feinmechanik

Schweißerei

Schlosserei

Elektrotechnik und Elektronik

Glasbläserei

Holzverarbeitung

Kunststoffverarbeitung

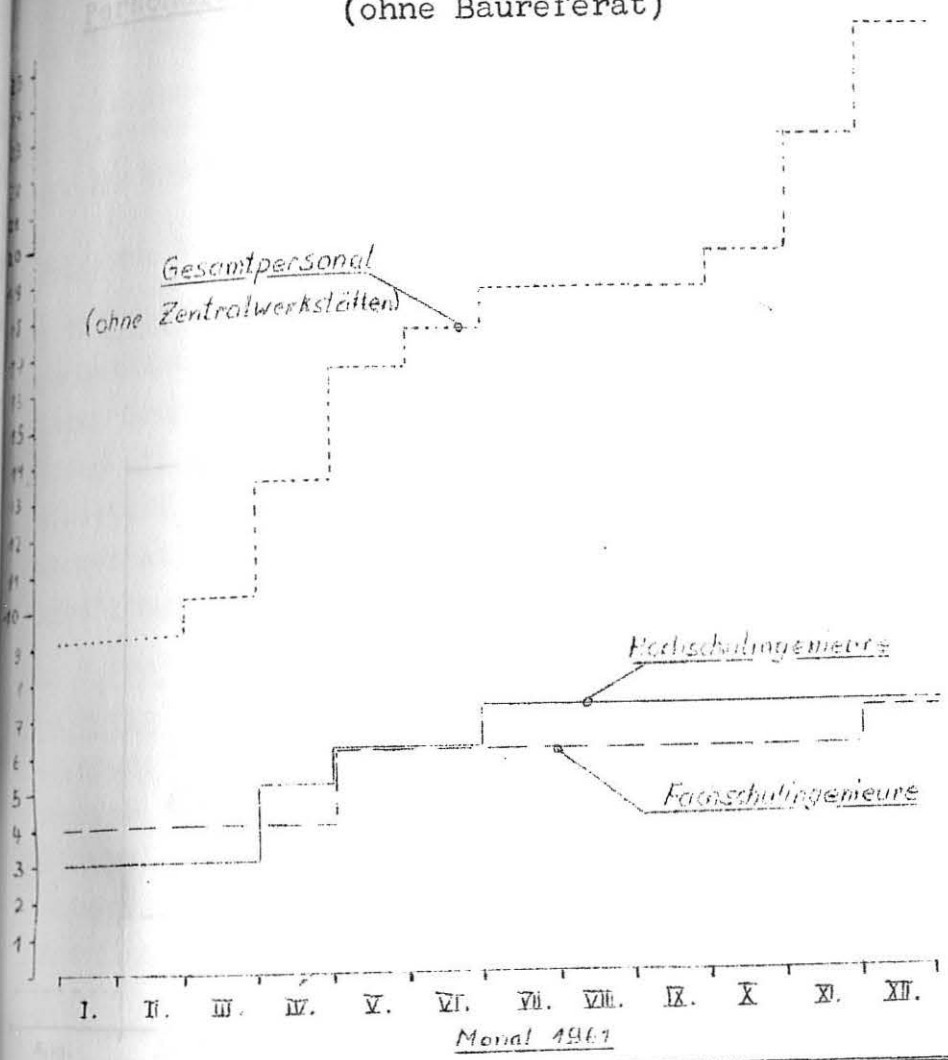
Mit Ausnahme der Glasbläserei und der Kunststoffverarbeitung wurden die aufgeführten Fertigungsstätten während der beiden letzten Monate des Jahres 1961 im Rahmen der Zentralwerkstatt aufgestellt. Die Betriebsleitung der Zentralwerkstätten liegt bei der Ing.-Abteilung, und zwar ist die Elektronikgruppe für die Elektro- und Elektronikwerkstatt, die Konstruktionsgruppe für die restlichen Werkstätten zuständig.

Über die Arbeitsleistung der Zentralwerkstätten verfügen die experimentalphysikalischen Abteilungen und die Ing.-Abteilung nach Maßgabe eines in gegenseitigem Einvernehmen festgelegten Schlüssels. Über die tatsächliche Leistung und deren Verteilung auf die Abteilungen wird am Ende eines jeden Monats schriftlich Rechenschaft abgelegt. Wir bemühen uns, den Arbeitsablauf der Zentralwerkstätten soweit wie möglich zu rationalisieren. Grundsätzlich steht vor jedem Fertigungsvorgang eine Arbeitsvorbereitung. Infolgedessen können in den Zentralwerkstätten nur Arbeiten ausgeführt werden, für die ausreichende, einen rationellen Arbeitsablauf ermöglichende Zeichnungsunterlagen und Beschreibungen vorhanden sind.

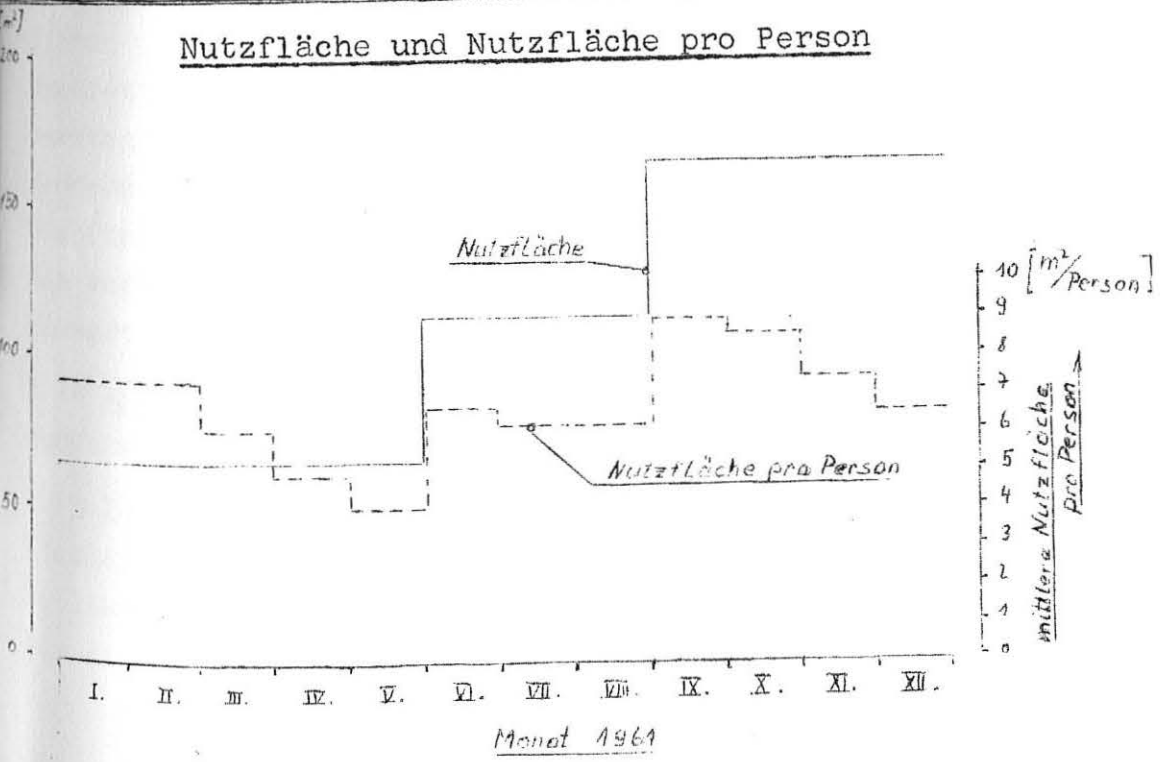
Für die vorher unter c) genannten Aufgaben wird im Jahre 1962 eine Betriebsgruppe eingesetzt werden. Im Jahre 1961 wurde dieser Bereich wegen seines noch unerheblichen Umfangs vom Baureferat wahrgenommen, dessen Aufgaben unter d) kurz gekennzeichnet sind.

Der Nutzflächenzuwachs und die Personalentwicklung innerhalb des Berichtsjahrs sind aus den nachstehenden Darstellungen zu entnehmen.

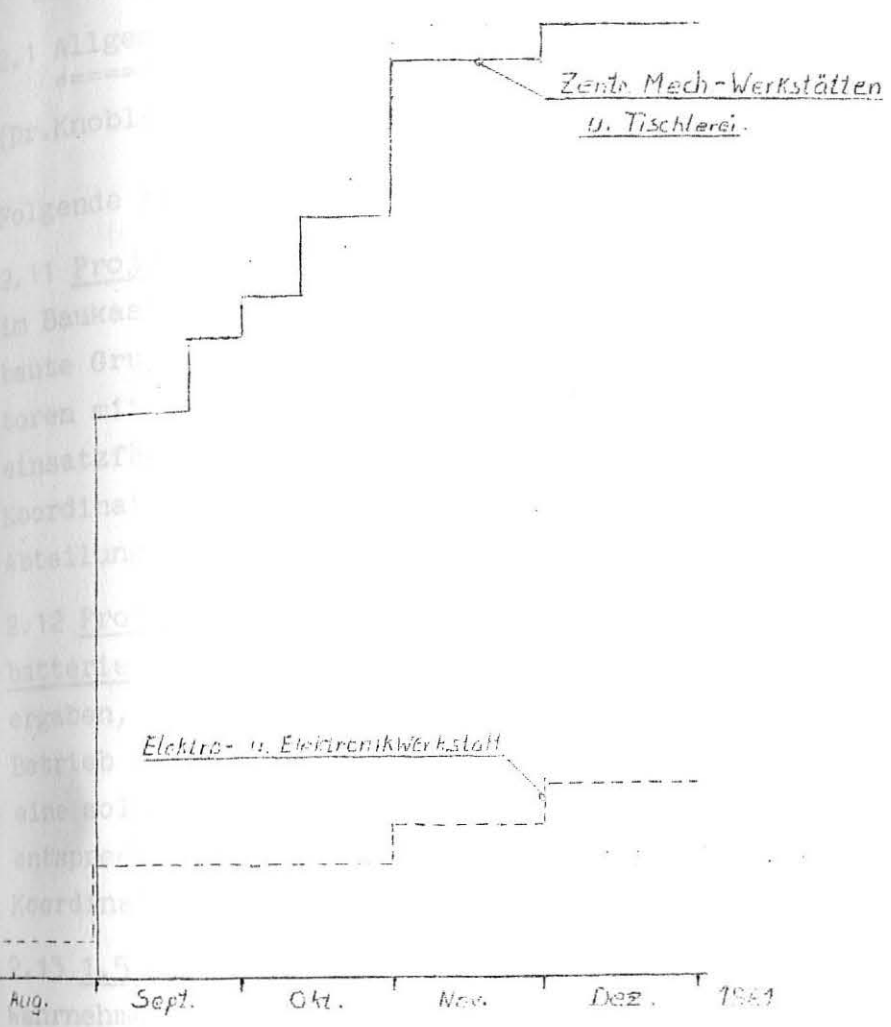
Personalentwicklung der Ing.-Abteilung 1961 (ohne Baureferat)



Nutzfläche und Nutzfläche pro Person



Personalentwicklung der zentralen Werkstätten 1961



2. Tätigkeit innerhalb der Ingenieurgruppen

2.1 Allgemeine Projektierung =====

(Dr.Knobloch)

Folgende Projekte wurden bearbeitet und durchgeführt :

2.11 Projektierung einer 50 kJ-Kondensatorbatterie für 18 kV im Baukastensystem, d.h. unterteilbar in 4 identisch aufgebaute Gruppen, wobei jeder der eingesetzten 40 MP-Kondensatoren mit Hauptentladungs- und Crowbar-Ignitrons für sich einsatzfähig ist.

Koordination bei der Ausführung der bereits teilweise an die Abteilung Prof.Fünfer gelieferten Anlage.

2.12 Projektierung einer langsamen 2,5 kV-Vormagnetisierungsbatterie für die Abteilung Prof.Fünfer. Vorüberlegungen ergaben, daß im vorliegenden Falle eine Lösung für Crowbar-Betrieb wesentlich wirtschaftlicher gebaut werden kann als eine solche für gedämpfte durchschwingende Entladung bei entsprechender Anpassung der Frequenz.

Koordination bei der Ausführung der Anlage.

2.13 1,5 MJ-Kondensatorbatterie

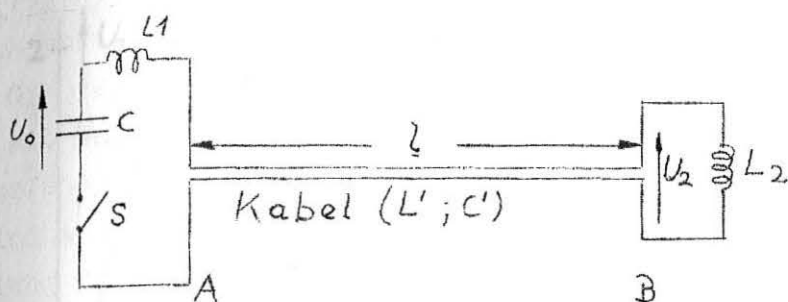
Wahrnehmung der technischen Interessen gegenüber den Lieferfirmen und interne Klärung der damit zusammenhängenden Fragen. Theoretische Untersuchungen über den durch Reflexionen verzerrten Verlauf der Spannungen auf den Energiekabeln großer Kondensatorbatterien. Lösung des Problems für vernachlässigte Dämpfung. Als Beispiel ist in Bild 1a und 1b die Lösung für das verbraucherseitige Kabelende angegeben. Die angeführten Meßwerte stammen aus Meßreihen der Gruppe Hochspannungstechnik.

2.14 Entwurf und Entwicklung eines Impulsstromwandlers bis zunächst ca. 50 kA unter Verwendung eines Hallgenerators.

2.15 Im Zusammenhang mit 2.12 wurden allgemeine theoretische Überlegungen zur Induktivität und zu den Stromkräften der Kollektoranordnung angestellt. Bild 2 zeigt als Beispiel Resultate für eine Platte mit verteilter Kabeleinspeisung.

Kondensatorbatterie

Kollektor + Belastung



$$\frac{U_2}{U_0} = \frac{2s_1}{(s_1 - s_2)} \left[e^{-s_2(t-\tau)} - e^{-s_1(t-\tau)} \right]$$

$$- \frac{2s_1(s_1^2 + 6s_1s_2 + s_2^2)}{(s_1 - s_2)^3} \left[e^{-s_2(t-3\tau)} - e^{-s_1(t-3\tau)} \right]$$

$$+ \frac{4(s_1 + s_2)}{(s_1 - s_2)} s_1(t-3\tau) \left[\frac{s_2}{s_1 - s_2} e^{-s_2(t-3\tau)} + \frac{s_1}{s_1 - s_2} e^{-s_1(t-3\tau)} \right]$$

$$+ \sum_{k=5}^{\infty} f_k(t - k\tau) \quad \text{für } 4 \frac{L_1}{C} \ll Z_0^2$$

$$t \leq k\tau : f_k = 0$$

$$s_1 = \frac{Z_0}{L_1} ; s_2 = \frac{Z_0}{L_2} ; Z_0 = \sqrt{\frac{L'}{C'}} ; \tau = l\sqrt{L'C'}$$

Bild 1a Batteriemodell.

Gleichung für den zeitlichen Verlauf der Spannung bei B.

berechnet

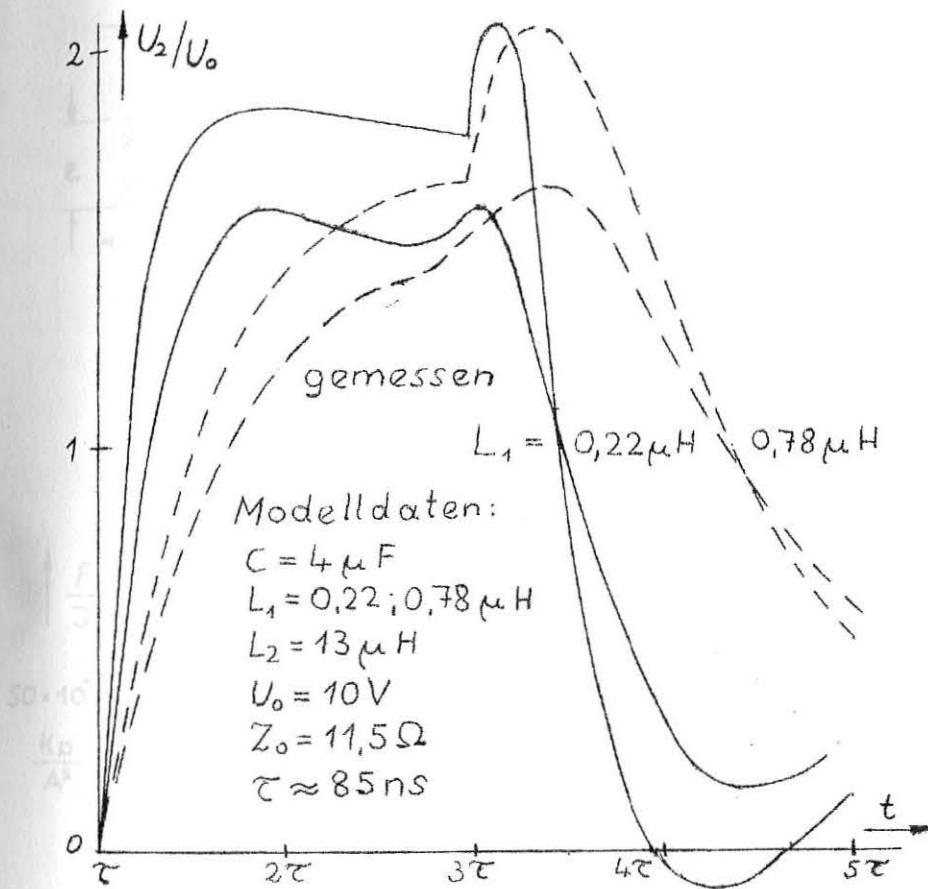
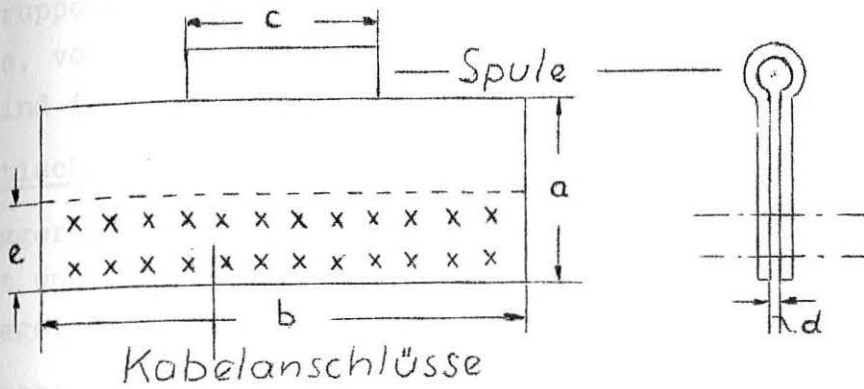


Bild 1b: zeitlicher Verlauf der Spannung bei B. Gemessene und berechnete Werte für ein Modell.

B:



$$\frac{L}{d} \approx \mu_0 \frac{a}{b} \left[1 - \frac{2}{3} \frac{e}{a} + \frac{b}{a} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin^2 n\pi \frac{c}{b}}{(n\pi)^3 \left(\frac{c}{b}\right)^2} \operatorname{cthn}\pi \frac{2a}{b} \right]$$

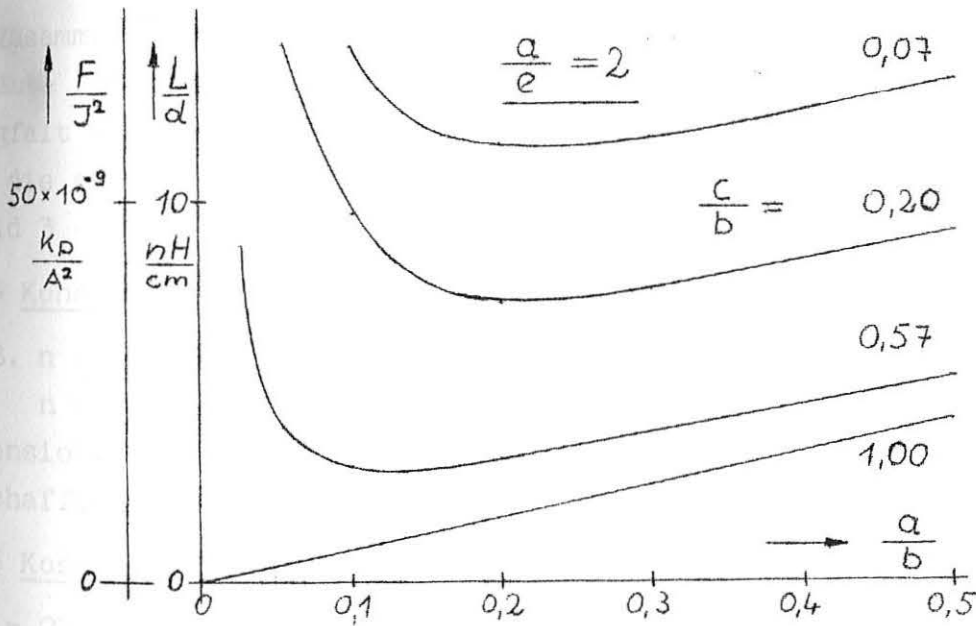


Bild 2: Kollektorinduktivität und mech. Kraft bezogen auf das Quadrat des Stromes.

2.2 Konstruktion

(Wulff, Breit, Kaspar)

Diese Gruppe erhielt bis zum Jahresende 32 Konstruktionsaufträge, von denen 21 innerhalb 1961 abgeschlossen wurden; davon sind folgende besonders erwähnenswert :

2.21 Optische Triggereinrichtung Ger.Nr.11 (H.Kaspar)

Die Triggereinrichtung wird an eine Drehspiegelkamera angeflanscht und gibt von einer eigenen Lichtquelle über den Drehspiegel auf eine Fotodiode ein Auslösesignal (Bild 1 und 2).

2.22 Konstruktiver Teil der 50 kJ-Kondensatorbatterie Ger.Nr.20

(Wulff, Breit)

(Siehe auch Projektierung und Hochspannungstechnik)

2.23 Gehäuse für Tubular-Pinch Ger.Nr.25 (Kaspar)

In Zusammenarbeit mit der Abteilung Prof.Fünfer wurde ein Gehäuse für eine Tubular-Pinch-Anlage konstruiert. Besondere Sorgfalt wurde auf die kreisförmigen Anschlußmöglichkeiten und die sichere Isolation (Formteile aus Polyäthylen) gelegt (Bild 3 - 6).

2.24 Konstruktion und Bau mehrerer Drehspiegelkamas (Kaspar)

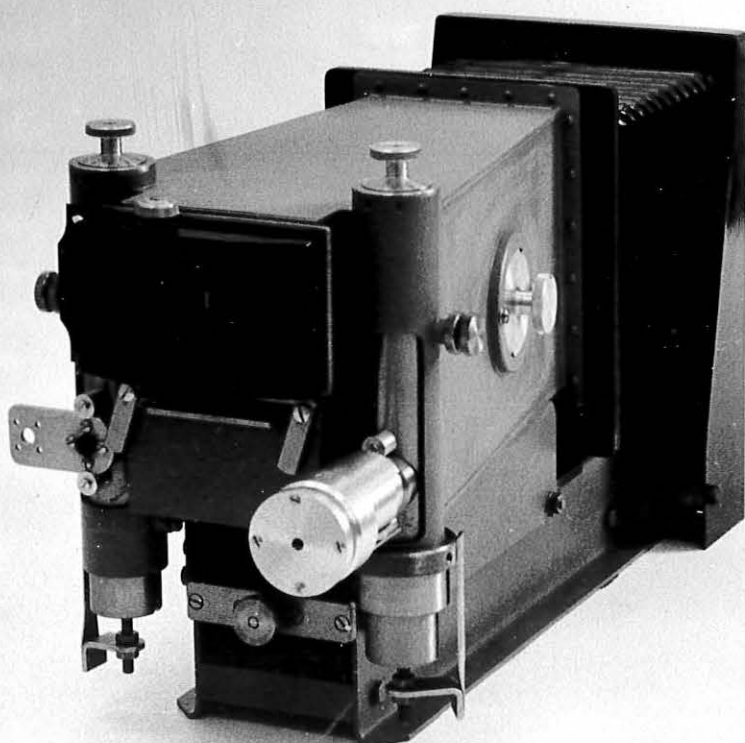
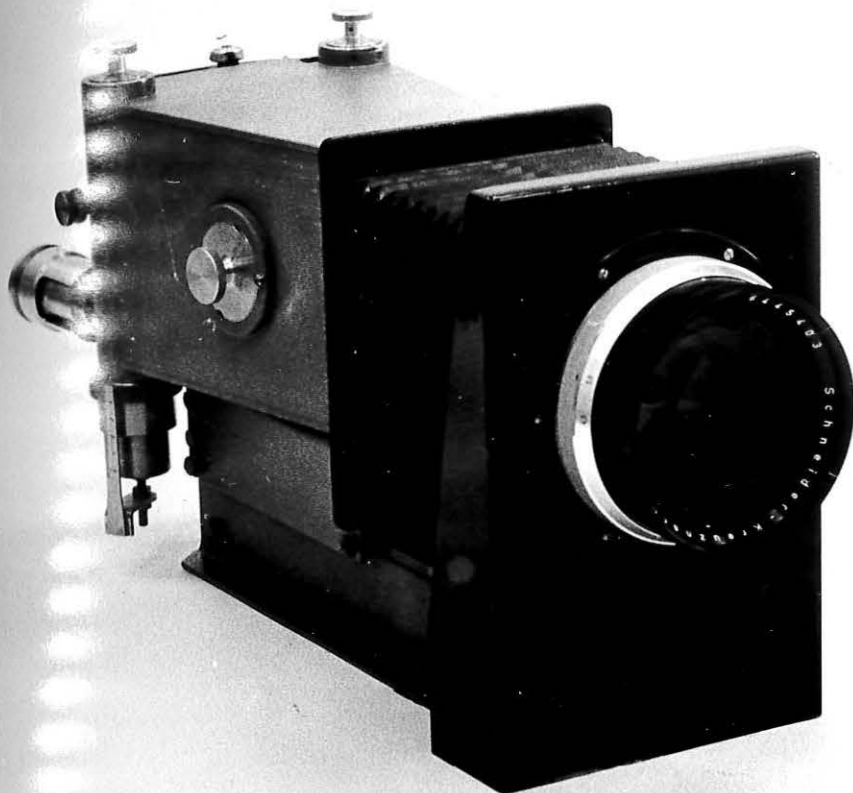
(z.B. $n = 18.000 \text{ min}^{-1}$, Spiegeldurchmesser = 120 mm;
 $n = 16.000 \text{ min}^{-1}$, Spiegeldurchmesser = 75 mm)

Dimensionierungsgrundlagen für solche Kamas wurden geschaffen.

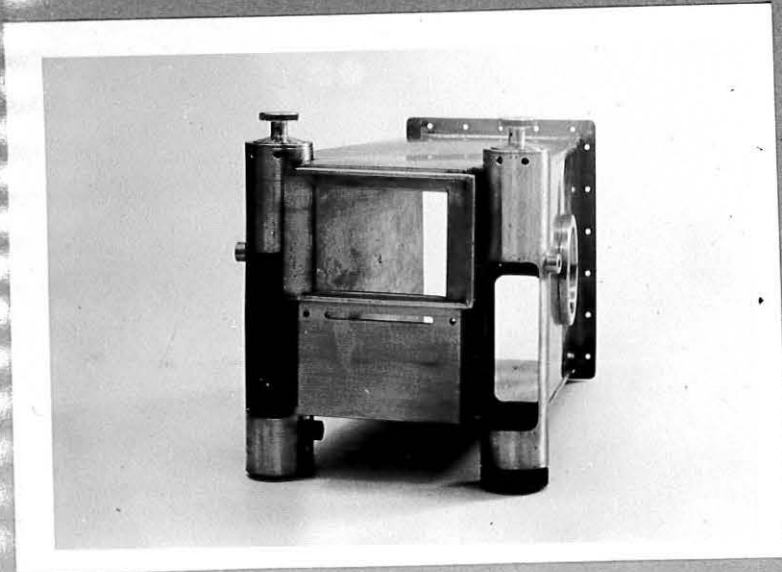
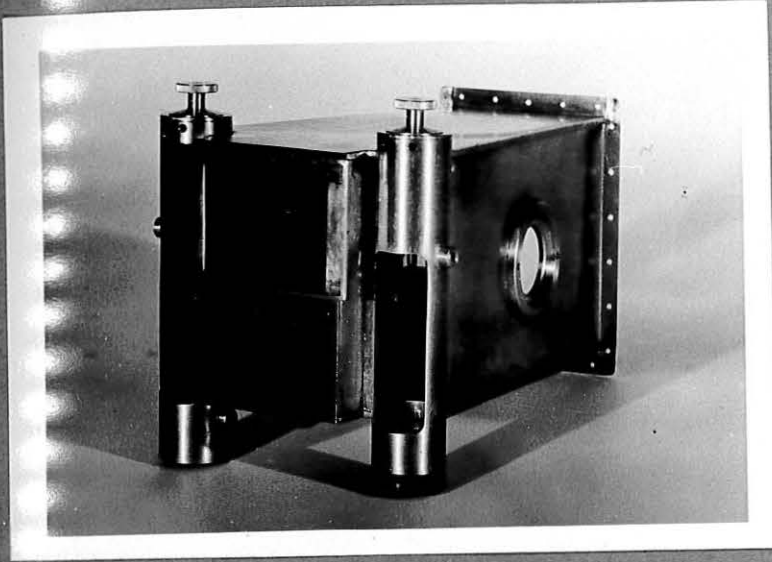
2.25 Konstruktion und Bau von 2 Trommelkamas

($n = 23.000 \text{ min}^{-1}$; Scheibendurchmesser = 260 mm;
 $n = 19.000 \text{ min}^{-1}$)

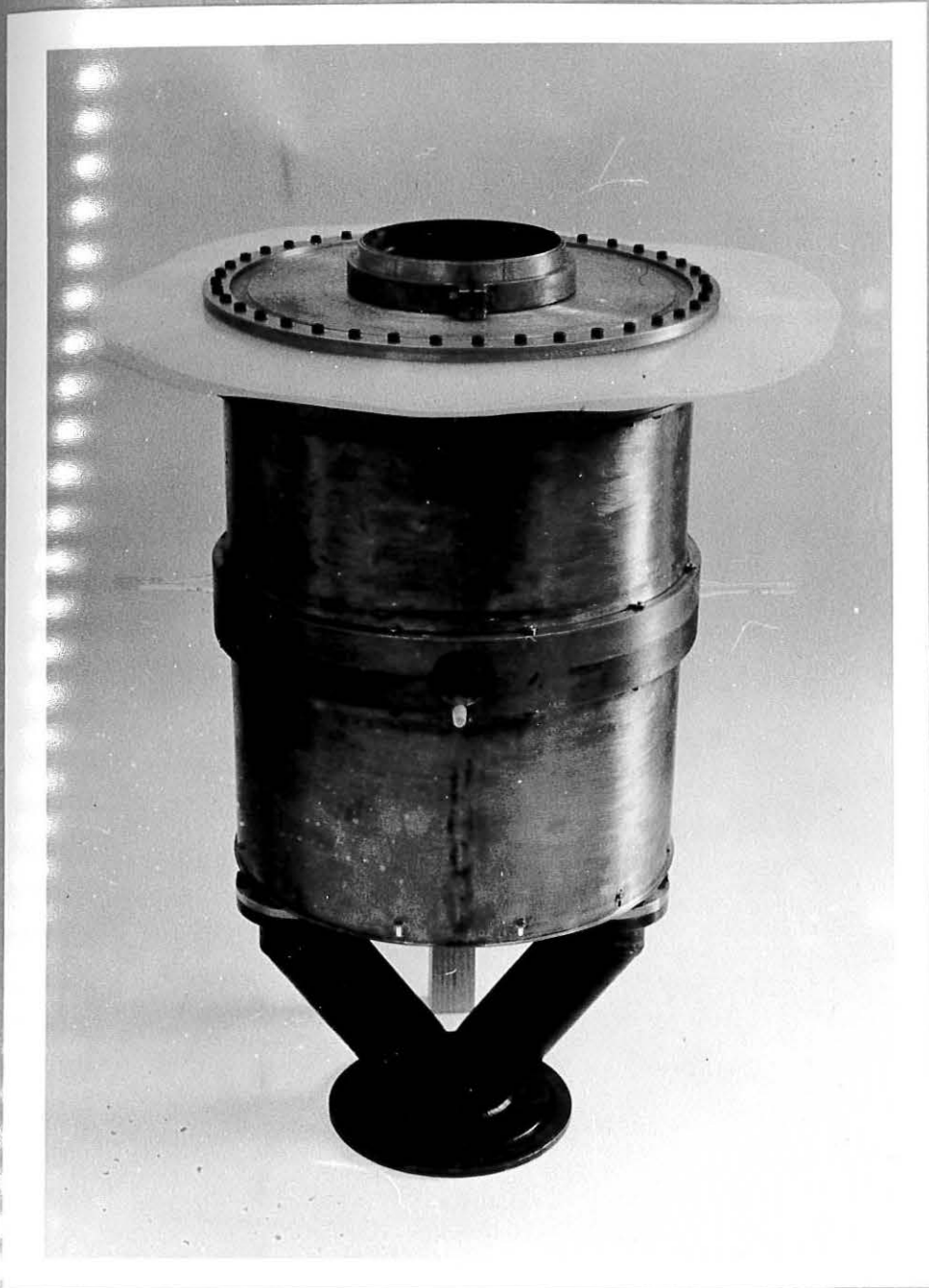
2.26 Konstruktion und Bau eines Plasmabrenners.



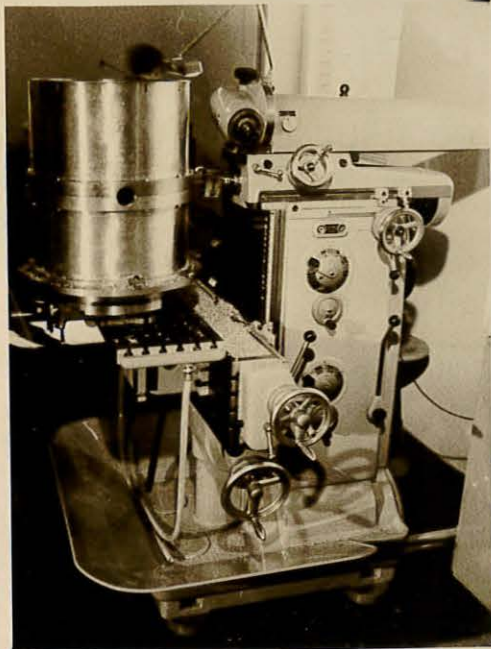
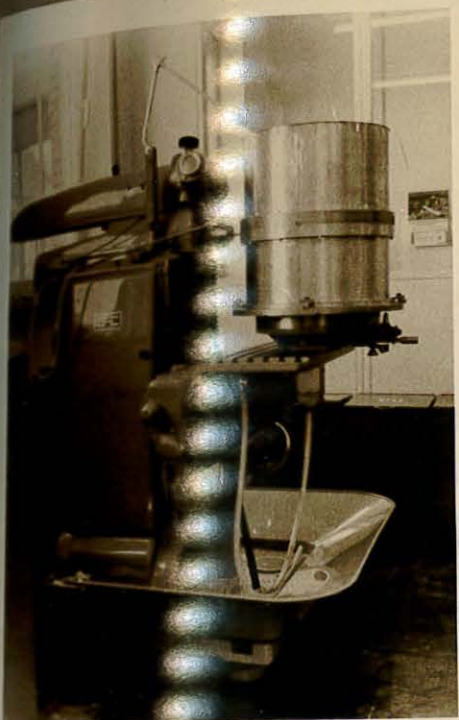
Gehäuse für Optische Triggereinrichtung



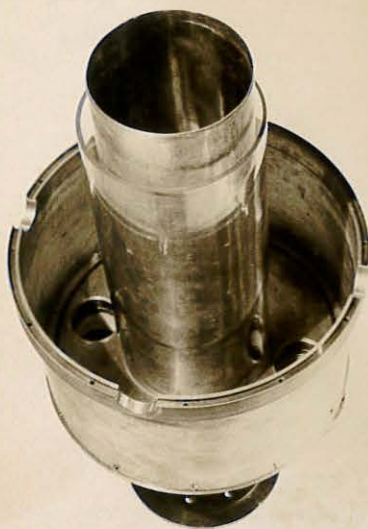
GEHÄUSE FÜR TUBULAR-PINCH Ger.Nr. 27



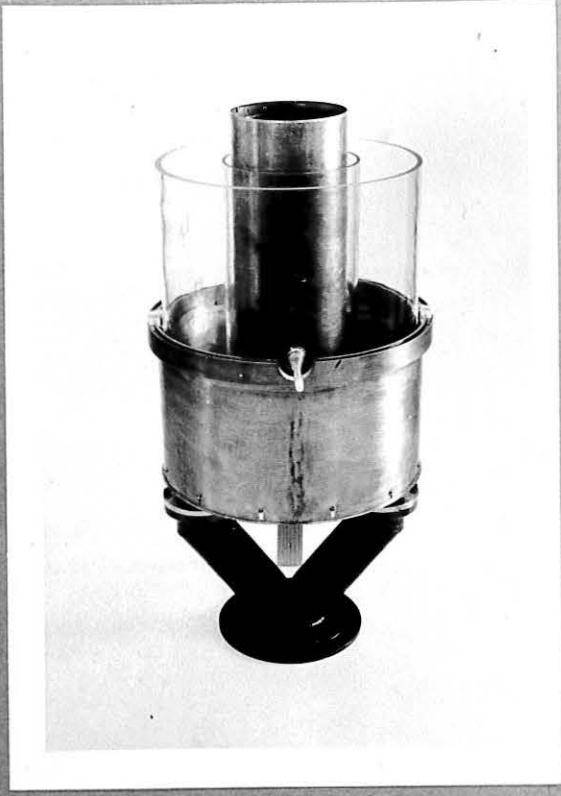
Bohren des äußeren Metallzylinders für Gehäuse
für Tubular-Pinch auf der Fräsmaschine FP 2



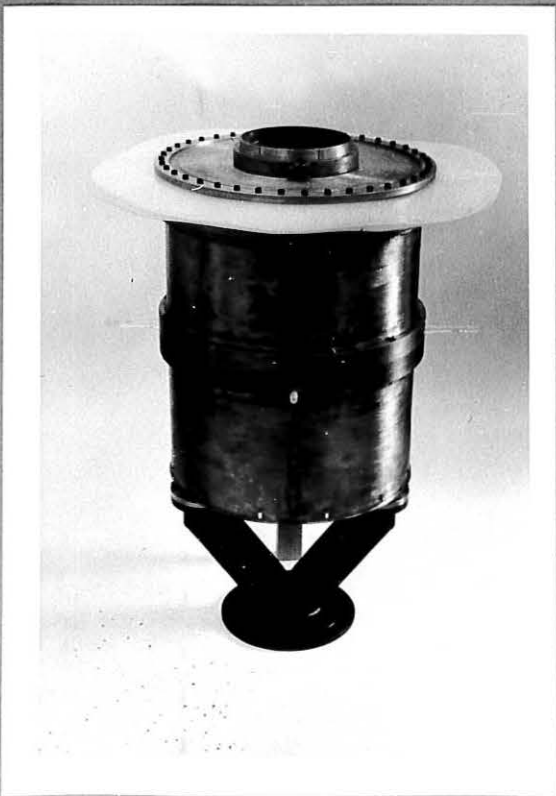
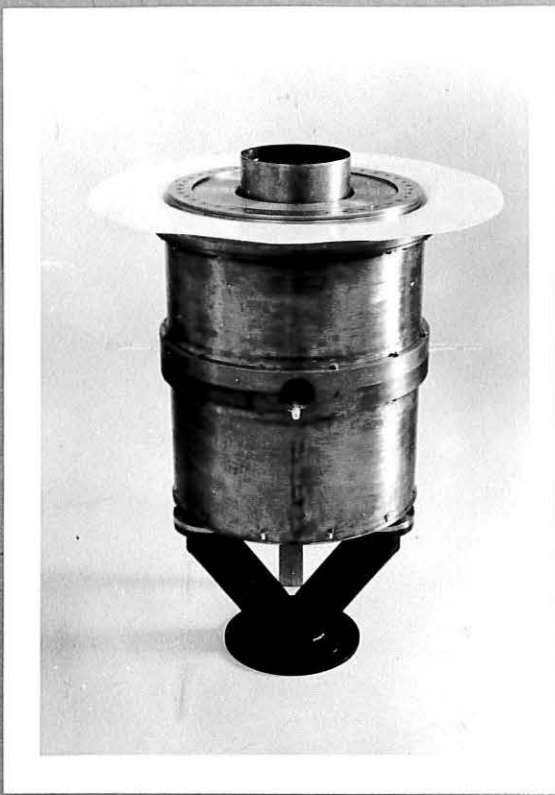
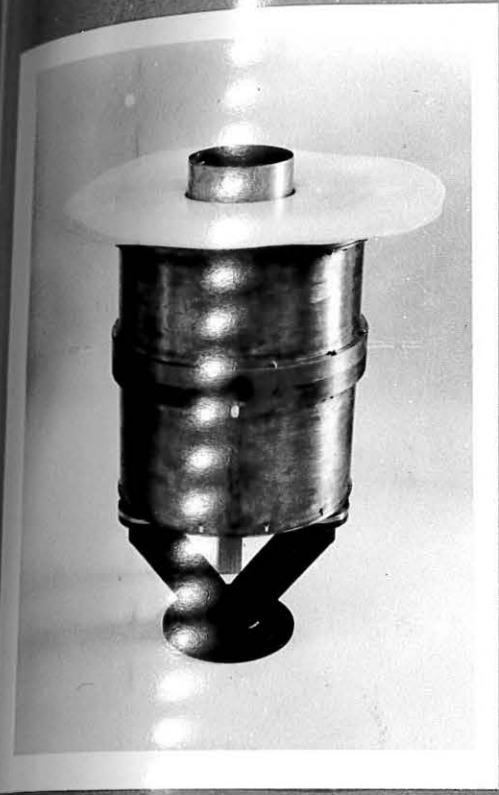
Montage des Gehäuses für Tubular-Pinch in 9 Phasen



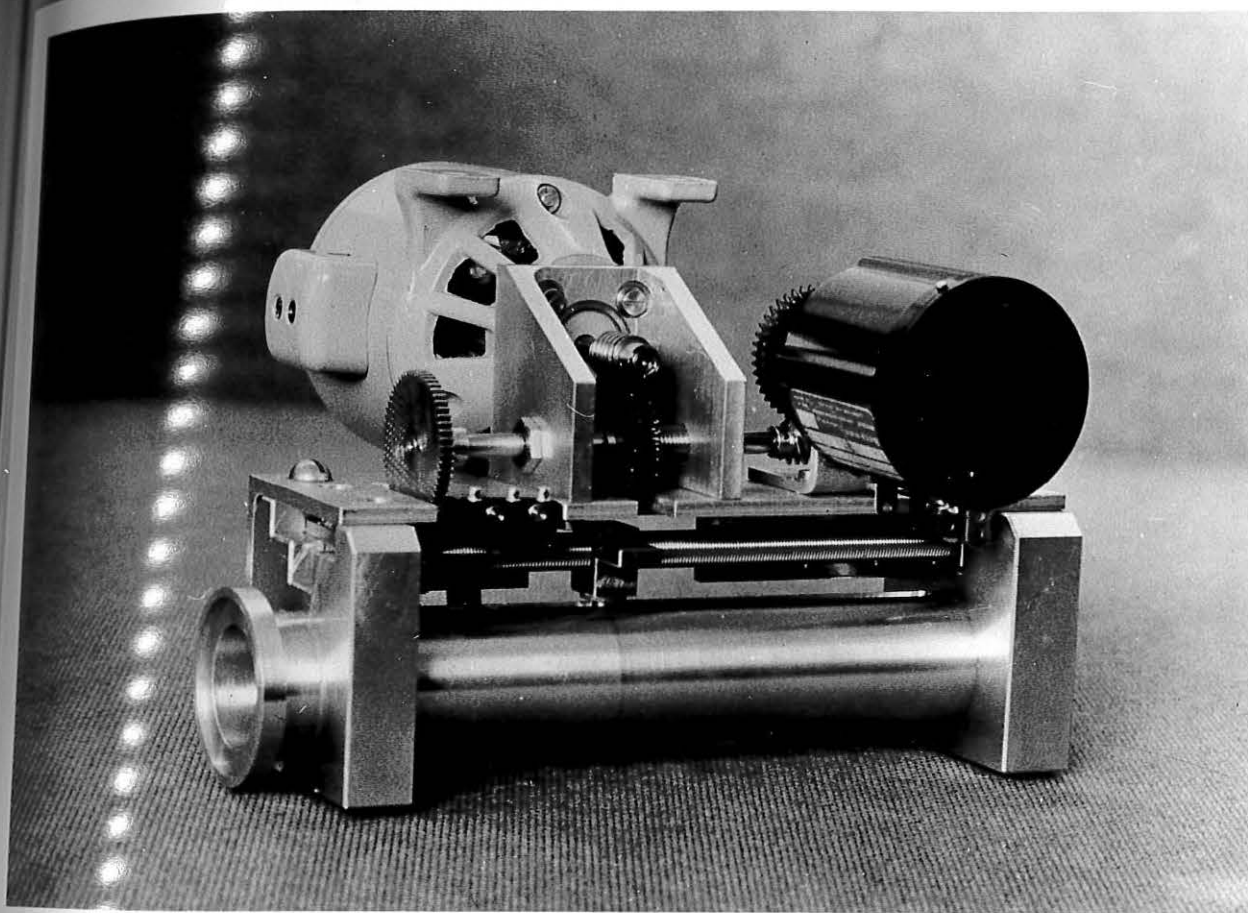
Montage des Gehäuses für Tubular-Pinch in 9 Phasen



Montage des Gehäuses für Tubular-Pinch in 9 Phasen



SONDENFÜHRUNG F.Nr. 70



2.3 Hochspannungstechnik

(Kunze, Bäumlner, Brandstetter)

Diese Gruppe ist zuständig für den Hochspannungsteil von Entladungskreisen mit Ausnahme der Entladungsspulen.

2.31 50 kJ-Kondensatorbatterie im Baukastensystem (Siehe auch Projektierung und Konstruktion)

Es wurde eine Kondensatorbatterie entwickelt, die aus einzelnen Kondensatoren in beliebiger Abstufung bis zu einer Ladeenergie von 50 kJ zusammengesetzt werden kann. Jeder Kondensator ist aber auch als selbständige Einheit verwendbar. Er ist mit je einem Ignitron für schwingende Entladung und für Crowbar-Betrieb versehen. Außerdem sind ein Kurzschließer, zwei Impulstransformatoren und die Verbindungskabel zum Verbraucher fest daran installiert. Die Verbindungskabel sind induktivitätsarm und haben eine Länge von 2 m.

Jeweils 5 Kondensatoren werden in einem Gestell zu einer Baugruppe zusammengefaßt. Die Gestelle stehen auf Isolatoren, sodaß der Betrieb in beiden Polaritäten möglich ist (Bild siehe Gruppe Konstruktion). Zu zwei Gestellen gehören je ein Ladegerät in Verdopplerschaltung (also nahezu konstanter Ladestrom), ein 2 x 10-Kanal-Impulsgeber zur Triggerung der Ignitrons, ein Zeitverzögerungsgerät zur Einstellung des Crowbar-Zeitpunktes und ein 4-Kanal-Triggeregenerator. Die Steuerung ist automatisch und erfolgt von einem Steuergerät. Sämtliche Geräte sind in Einschubtechnik ausgeführt.

Die Induktivität einer Einheit einschließlich Kabel ist kleiner als 145 nH bei einer Entladefrequenz von ≥ 150 KHz und einem Dämpfungsfaktor $\delta = 89 \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1}$. Im Crowbarkreis ist die Induktivität kleiner als 60 nH und der Dämpfungsfaktor $\delta = 135 \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1}$. Damit ist ein Crowbar-Betrieb möglich, bei dem der Strom im Verbraucher nicht durch Null schwingt, wenn die Induktivität des Verbrauchers je angeschlossener Kondensatoreinheit größer als 10 nH ist (Bild 1).

2.32 Vormagnetisierungsbatterie

Eine Kondensatorbatterie wurde entworfen und ist z.Z. im Bau, die bei einer Ladespannung von 2,5 kV über eine Zeit von 50 μ s ein Feld von ± 5 KC als Vormagnetisierung in der Spule einer bereits vorhandenen schnellen 50 kV-Batterie erzeugt. Die Batterie arbeitet im Crowbar-Betrieb mit 6 parallelen Zweigen und ist durch Induktivitäten gegen die 50 kV-Batterie abgesichert. Das zugehörige Ladegerät ist in Einwegschialtung aufgebaut. Die Steuerung ist vollautomatisch, auch hinsichtlich des Zusammenspiels von Vormagnetisierungsbatterie und Hauptbatterie.

2.33 200 kV-Beschleuniger

Für einen 200 kV-Beschleuniger wurde eine abgeschirmte Kabine entworfen, die alle Geräte, die auf hohem Potential liegen, aufnehmen soll. Die Abschirmteile werden wegen der Enge des Raumes erforderlich, da auf andere Weise Überschläge zum Gebäude nicht vermieden werden können. Außerdem wird das Problem bearbeitet, 10 Meßwerte, die auf 200 kV-Potential abgenommen werden, auf Erdpotential zu übertragen.

2.34 1,5 MJ-Batterie

Die Überspannungen, die durch Reflexionen an offenen Kabelenden entstehen, wurden unter Verwendung des vorgesehenen Kabeltyps und der voraussichtlichen Länge experimentell bestimmt. Außerdem wurde die Spannungsverteilung am Entladekreis bis zum Kabelende gemessen. Es zeigte sich, daß am Kabelende im ungünstigsten Fall Spannungsüberhöhungen bis zum 2,2-Fachen der Ladespannung, an den Kondensatorklemmen dagegen noch solche vom 1,3-fachen Wert auftreten können.

Die Messung der Spannungsfestigkeit der Bandleiteranschlüsse wurde in Verbindung mit den Hydra-Werken durchgeführt. Aus diesen Versuchen resultierend wurden verschiedene Änderungen (Verlängerung und Auseinanderrücken der Kondensatordurchführungen, Bandleiteranschluß) notwendig, die vom Hersteller berücksichtigt werden.

2.35 Messungen an einem Kondensatorbaustein für Batterien im Baukastensystem

In einer im MPI entwickelten Einheit wurden Messungen des Entladestromes durchgeführt, um den unvermeidbaren Einfluß der Schaltelemente auf die Kurvenform zu untersuchen. Die Versuche bezogen sich auf den Crowbar- und Powered-Crowbar-Betrieb. Die Amplituden der überlagerten Schwingungen erwiesen sich als abhängig vom Verhältnis der Entlade- zur Crowbar-Frequenz und bei Powered-Crowbar zusätzlich vom Verhältnis der Ladespannungen.

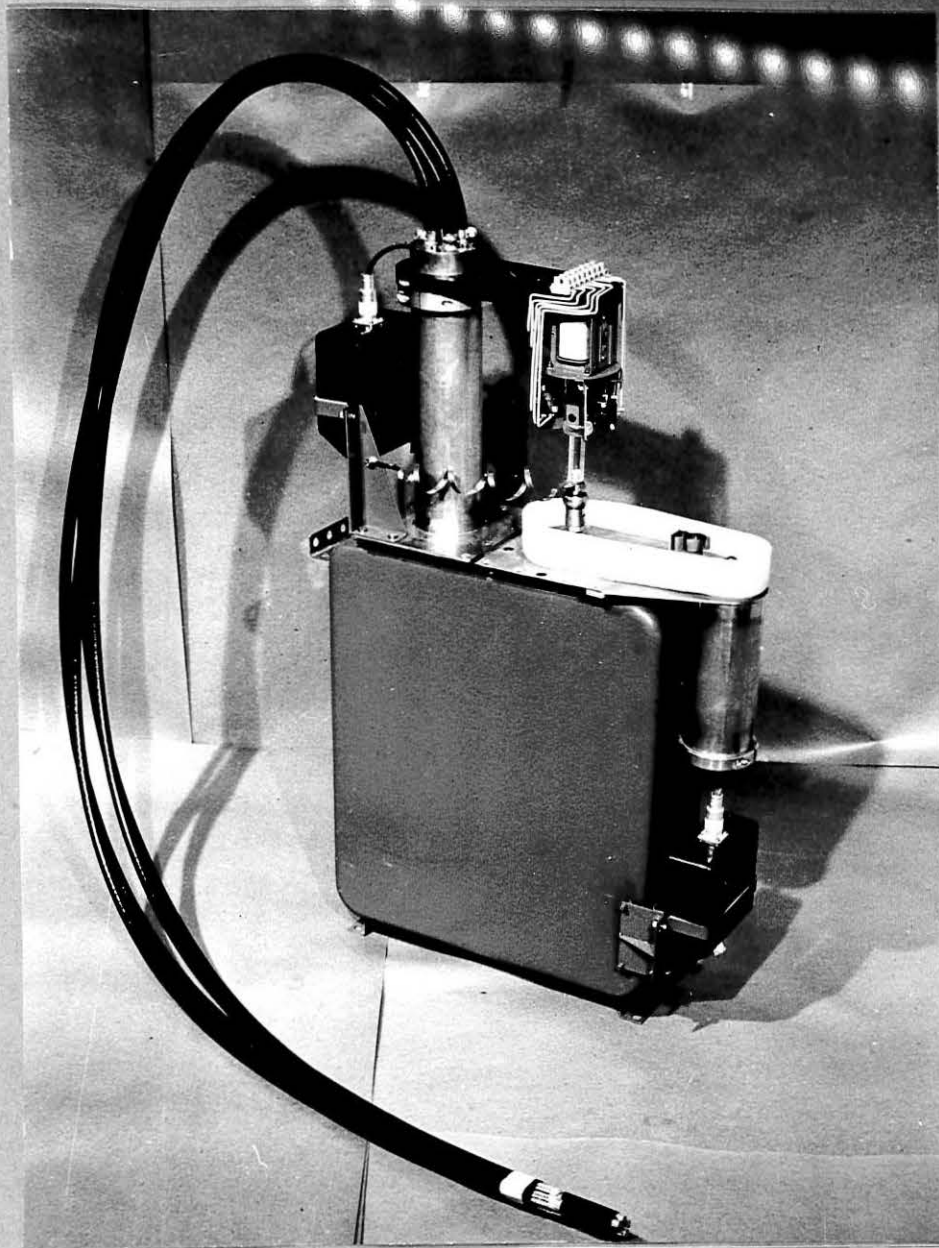
2.36 Weiterarbeit an der Entwicklung des Plasmaschalters

Ein Plasmaschalter mit koaxialen Ringen und Glasisolation wurde in Richtung größerer Betriebssicherheit und höherem Schaltvermögen entwickelt. Dabei wurde der Triggermechanismus und der Aufbau der Entladung untersucht. In einem Dauerversuch wurden 5000 Schaltungen bei folgenden elektrischen Daten durchgeführt :

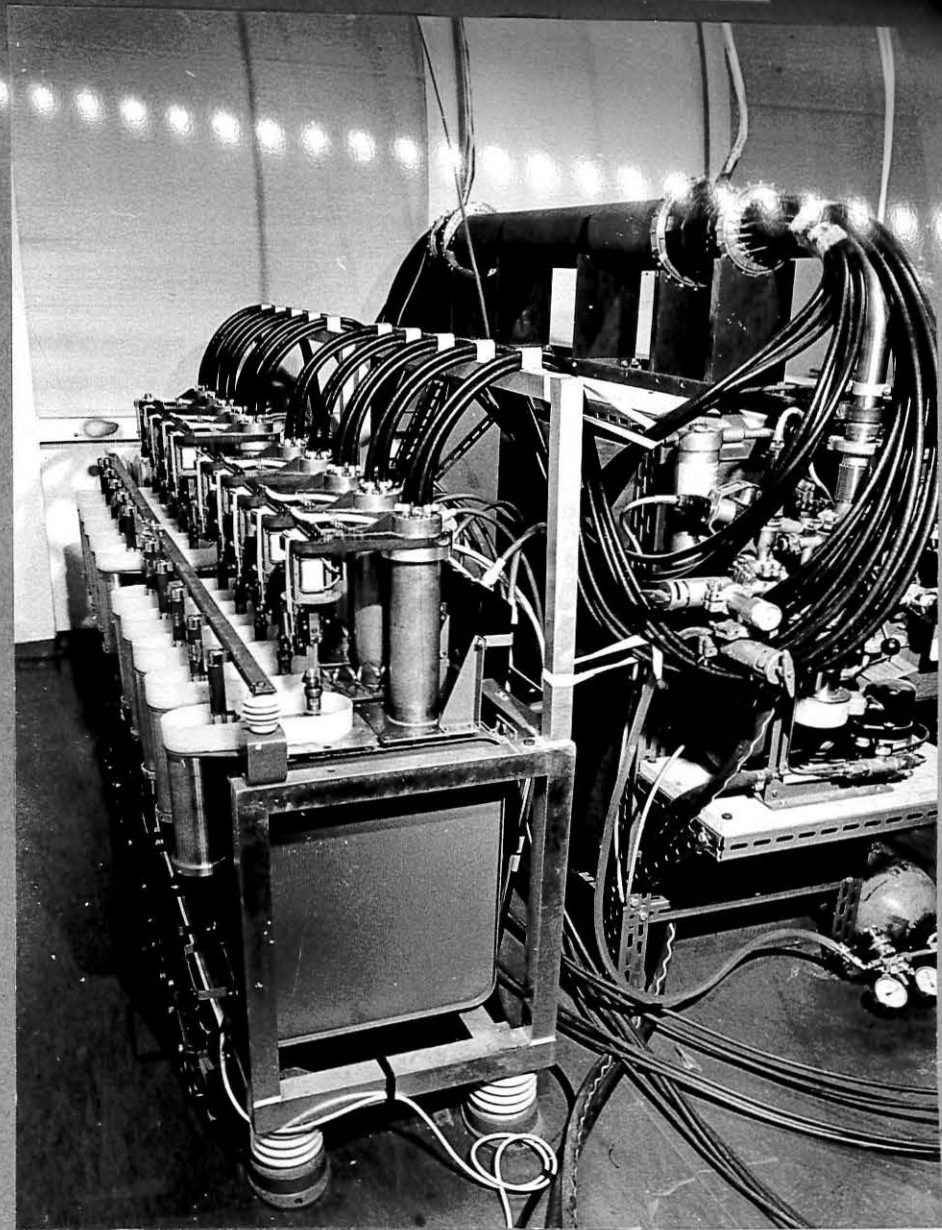
$C = 30 \mu\text{F}$; $U = 18 \text{ kV}$; $f = 19,4 \text{ kHz}$; $Q \approx 5 \text{ Coulomb}$
Der Betrieb war durchschwingend, die Kreisgüte betrug 10.

Nach anfänglichen Selbstreinigungsüberschlägen traten später nur etwa 2 Durchzündungen je 1000 Entladungen auf. Zur Zeit wird der Schalter mit höheren Schaltleistung betrieben ($7 \mu\text{F}$; 18 kV ; 13 Coulomb). Das Versuchsziel geht vor allem dahin, Jitter und Delay zu verkleinern (Bild 2).

Kondensatoreinheit für schwingende
Entladung und Crowbarbetrieb



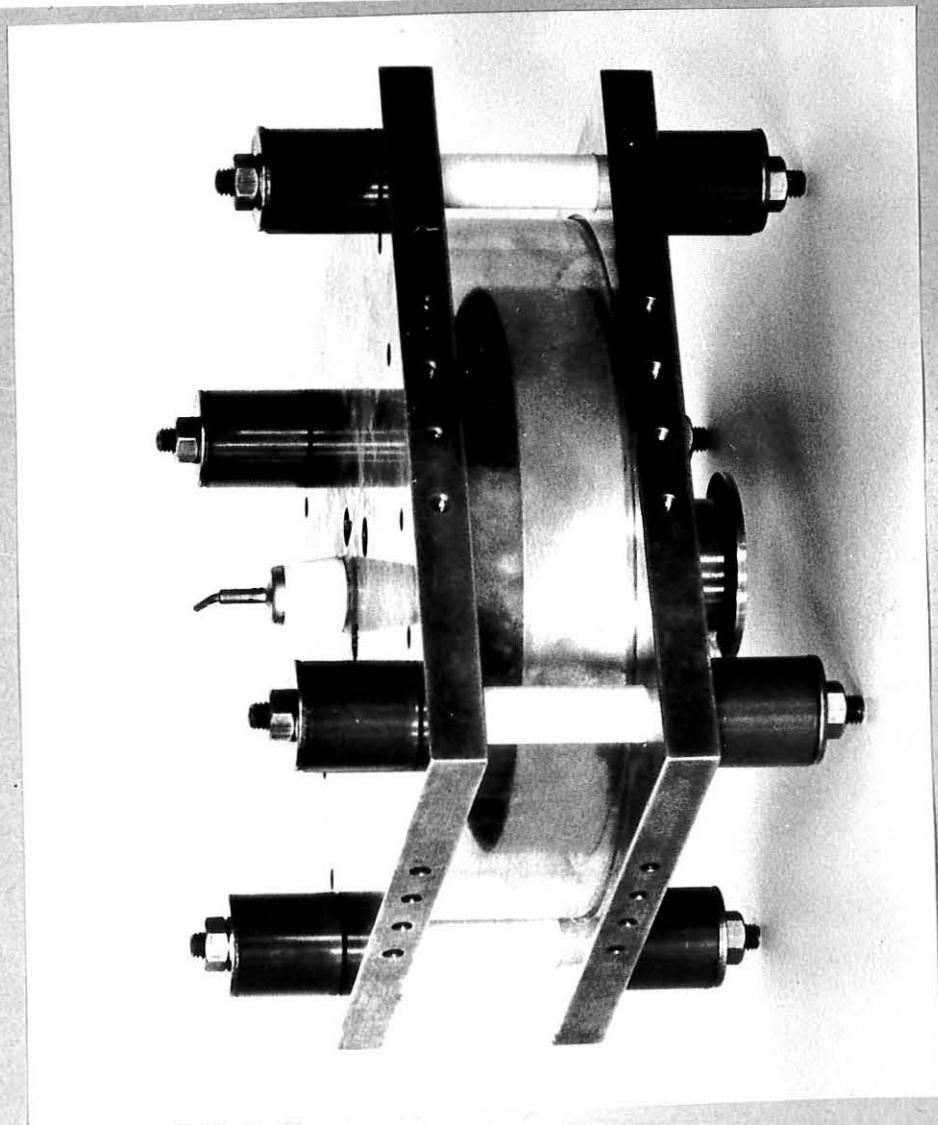
Kondensatorbatterie aus 10 Einheiten



Plasmaschalter in Keramikausführung
Modell Nr. 5



Feldplatten für 18 kV



Elektronik
=====

Heinhausen, Heinc, Hofmeister, Maischberger)

folgende elektronische Geräte wurden entwickelt :

4) Geräte mit Impulsauslösung

4.11 2-V-Pegel (Ausgangsimpuls 2 V/0,15 μ sec Anstiegszeit)

monostabiler Univibrator (Bild 1) zur Verzögerung positiver Impulse von 1 - 110 μ s in Stufen von 1 μ s.

Stufen-Einschub (Bild 2) für stetig einstellbare Verzögerungen von 0,15 - 1 μ s.

Impulsformer (Bild 3) dient zur Impedanzwandlung eines hochohmigen induktiven Meßkopfes (Geber einer Spiegelkamera).

Die Drehzahl von Spiegelkameras kann mit einem Impulsfrequenzwandler (Bild 3) im Bereich von 50 Hz bis 5 kHz bestimmt werden. Die Ablesung erfolgt mit einem Drehpulsinstrument.

Bei Untersuchung an Stoßwellen wurde ein Doppelimpulstriggergerät (Bild 3) entwickelt. Es liefert bei zwei um die Zeit t versetzten Eingangsimpulsen einen Impuls, dessen zeitlicher Abstand T vom ersten der beiden Impulse proportional der Zeit t ist. Der Proportionalitätsfaktor $K = \frac{T}{t}$ kann variiert werden.

Für Auslösung bei Phasengleichheit zweier Drehspeigelkameras wurde ein Koizidenzgerät (Bild 3) entwickelt. Dieses Gerät liefert einen Impuls, wenn an seinen beiden Eingängen Impulse mit einem zeitlichen Abstand von weniger als 1 μ s auftreten.

2.412 100-V-Pegel

Dreielektroden-Funkenstrecken können mit dem Triggergerät 7,5 kV (Bild 4) gezündet werden. Der 7,5 kV Ausgangsimpuls ist negativ und auf 90 A begrenzt. Die Anstiegszeit ist < 20 ns (zugehöriges Speisegerät 7,5 kV siehe 2.441).

Das Triggergerät 14 kV (Bild 5) liefert einen negativen 14 kV-Impuls, der strommäßig nicht begrenzt ist. Der zulässige Spitzenstrom beträgt 325 A. Die Anstiegszeit ist ebenfalls < 20 ns (zugehöriges Speisegerät 14 kV siehe 2.442).

Ausgang des Triggergeräts 20 kV (Bild 6) besteht aus einer Dreielektroden-Funkenstrecke und einem 3000 pF Kondensator. Die Triggerung der Funkenstrecke erfolgt mit einem Triggergerät 7,5 kV.

Zur gleichzeitigen Triggerung von 2 x 10-Ignitronröhren von 1000 V-Einheiten wurde ein 2 x 10-Kanal-Triggergerät (Bild 7) entwickelt. Es enthält zwei Kanäle mit je einem Eingang und zwei parallel geschalteten Ausgängen. Die beiden Kanäle ermöglichen die unabhängige Auslösung von Haupt- und Crowbar-Triggergeräten. Die negativen Ausgangsimpulse haben eine Spitzenspannung von 2,5 kV und eine Anstiegszeit von 0,2 μ s.

Das Zeitverzögerungsgerät (Bild 8) überstreicht folgende Zeiten: stetig 0 - 1 μ s; 10 Stufen zu 1 μ s und 10 Stufen zu 10 μ s. Die minimale Durchlaufzeit beträgt 0,5 μ s. Ein weiteres für einen um den Faktor 10 kürzeren Zeitbereich und ein weiteres für einen um den Faktor 10 längeren Zeitbereich sind vorgesehen.

Zur Anpassung der verschiedenen Spannungspegel ist ein Spannungsverstärker geplant. Der Eingangspegel soll stufenweise von 0,5 - 20 V einstellbar sein.

Sonstige Geräte

1. Kamerazähler (Bild 9), gestattet die Registrierung von Oszillogrammen. Durch die Auslösung der Kamera gesteuert, wird eine Zahl mit aufgenommen.

2. Vakuummeter (Bild 10) sind für den Bereich von 1000 bis 1 μ s gebaut worden.

3. Stromverstärker (Bild 11), wurde für einen Schleifen-Oszillographen entwickelt. Es entsprechen Eingangsspannungen von 0 bis ± 1 V an 1 M Ω Strömen von 0 bis ± 200 mA (Bandbreite 0 - 20 kHz).

4. Zeitverzögerungsgerät (Bild 12), enthält vier in Reihe geschaltete Kreise mit Verzögerungszeiten von je 0,2 bis 60 sec. Es ist eine Verriegelung der einzelnen Kreise von anderen Geräten aus möglich. Für Dauerversuche ist eine zyklische Weiterschaltung vorgesehen.

Ausgang des Triggergeräts 20 kV (Bild 6) besteht aus einer Dreielektroden-Funkenstrecke und einem 3000 pF Kondensator. Die Triggerung der Funkenstrecke erfolgt mit einem Triggergerät 7,5 kV.

Für die gleichzeitigen Triggerung von 2 x 10-Ignitronröhren von 1000 V Betriebsspannung wurde ein 2 x 10-Kanal-Triggergerät (Bild 7) entwickelt. Es enthält zwei Kanäle mit je einem Eingang und zwei parallel geschalteten Ausgängen. Die beiden Kanäle ermöglichen die unabhängige Auslösung von Haupt- und Crowbar-Triggergeräten. Die negativen Ausgangsimpulse haben eine Spitzenamplitude von 2,5 kV und eine Anstiegszeit von 0,2 μ s.

Das Zeitverzögerungsgerät (Bild 8) überstreicht folgende Zeitbereiche: stetig 0 - 1 μ s; 10 Stufen zu 1 μ s und 10 Stufen zu 10 μ s. Die minimale Durchlaufzeit beträgt 0,5 μ s. Das Gerät für einen um den Faktor 10 kürzeren Zeitbereich und ein weiteres für einen um den Faktor 10 längeren Zeitbereich sind vorgesehen.

Für die Anpassung der verschiedenen Spannungspegel ist ein Spannungsverstärker geplant. Der Eingangspegel soll stufenweise von 0,5 - 20 V einstellbar sein.

2.2 Sonstige Geräte

21 Kamerazähler (Bild 9), gestattet die Registrierung von Oszillogrammen. Durch die Auslösung der Kamera gesteuert, wird eine Zahl mit aufgenommen.

22 Vakuummeter (Bild 10) sind für den Bereich von 1000 bis 1 μ s gebaut worden.

23 Stromverstärker (Bild 11), wurde für einen Schleifen-Oszillographen entwickelt. Es entsprechen Eingangsspannungen von 0 bis \pm 1 V an 1 mA Strömen von 0 bis \pm 200mA (Bandbreite 0 - 20 kHz).

24 Zeitverzögerungsgerät (Bild 12), enthält vier in Reihe geschaltete Kreise mit Verzögerungszeiten von je 0,2 bis 60 sec. Es ist eine Verriegelung der einzelnen Kreise von anderen Geräten aus möglich. Für Dauerversuche ist eine zyklische Weiterschaltung vorgesehen.

425 Schaltermmodell (Bild 13), damit können Crowbar- und Powered-Crowbar-Anordnungen bei niedrigen Spannungen und Strömen nachgebildet werden.

426 Gegentakt-Katodenfolger (Bild 14), liefert den für Sondermessungen erforderlichen hochohmigen Eingang. Er ist ausgangsseitig an 60 Ω -Kabel angepaßt.

427 Multipliemermeßköpfe (Bild 15) wurden für folgende Röhren gebaut :

RCA-Multiplier : 1 P 21; 1 P 22; 1 P 28; 931 A; 2020; 5819; 6217; 6342; 6655

20th Century Electronics : BMS 10/14 A bis C

Zur Erzielung einer höheren Verstärkung bei steilen Anstiegen wurden teilweise Katodenfolger vorgesehen.

428 Lichtimpulsgenerator (Bild 16), zur Messung der Anstiegszeiten von Multipliern. Er liefert einen Anstieg von einigen ns und hat eine Folgefrequenz von 50 Hz. Es ist beabsichtigt, für Linearitäts- und Absolutmessungen einen weiteren Lichtimpulsgenerator zu entwickeln.

429 Gepulste Bogenlampe (Bild 17) bei dieser Bogenlampe kann für spektroskopische Zwecke die Energie und die Folgefrequenz der Entladung variiert werden. Die Zündung erfolgt mit einem Tesla-Transformator.

43 Elektronische Kurzzeit-Photographie und Bildverstärkung

431 Bildwandler für Dreibildaufnahmen (Bild 18). Er ermöglicht mit der RCA-Röhre c73435b Aufnahmen mit Belichtungszeiten von 0,02 - 0,5 μ s. Der zeitliche Bildabstand ist von 0,1 - 5 μ s wählbar. Die Belichtungszeiten wie auch die zeitlichen Abstände sind unabhängig voneinander einstellbar. Die Schaltung ist mit den Thyatron-Röhren 5727 und 5696 aufgebaut. Nur die Endstufe für die symmetrische Ablenktreppenspannung arbeitet mit der Doppel-tetrode 5894.

432 Bildwandler für Schmieraufnahmen (Bild 19). Schmieraufnahmen im Bereich von 2 - 100 mm/ μ s können mit einer Kamera durchgeführt werden, die ebenfalls mit der RCA-Röhre c73435b arbeitet. Die Ablenkung erfolgt mit einer Wasserstoffthyatron-Röhre 4C35 durch Abgriff von symmetrischen Spannungen an Anode und Katode mit nachfolgender Integration.

433 Bildwandler als Bildverstärker. Hinter die beiden oben genannten Bildwandler kann ein weiterer Bildverstärker angeordnet werden. Er ist mit der Thomson-Houston-Röhre TH 9453 bestückt. Unter Verwendung von extrem lichtstarken Objektiven kann eine zusätzliche Lichtverstärkung von etwa 1000 erzielt werden. Für alle drei Geräte fehlen noch die Bildwandlerröhren.

434 Schmierkamera mit 10 Multipliern. Es ist eine Schmierkamera für hohe Lichtverstärkung geplant, die mit 10 Multipliern, auf die ein Spalt abgebildet werden soll, arbeitet. Die Speisespannung der Multiplier soll mit der Ablenkzeit von 1/ μ s gepulst werden. Über Laufzeitkabel und Korrekturverstärker sind die Ausgänge der Multiplier in Reihe geschaltet. Die Signale gelangen so in zeitlicher Folge über ein Kabel zum Wehneltzylinder einer Oszillographenröhre. Das Bild wird durch Kipp- und Treppenspannungen, ähnlich wie bei einem Fernsehgerät, wieder zusammengesetzt.

435 Überblick

Eine Gegenüberstellung der Geräte bezüglich der Leistungsfähigkeit von Verstärkung und Auflösung gibt folgende Tabelle :

	Lichtstrom- dichtever- stärkung Katode bis Film	Auflösung (Linien)	Lichtstrom- dichtever- stärkung x Linien
Bildwandler mit Röhre 73435b (Anodenbild 1,7 x 1,7 cm) Objektiv: Twin Apertur (0,75 / 0,75)	6	500	3×10^3
Bildverstärker mit Röhre 9453 zusätzlich Abb. Anode 1-Katode 2-- (6) Objektiv: Twin Apertur (0,75 / 4,5)	6 x 35	280	$5,9 \times 10^4$
Bildverstärker mit Röhre 9453 zusätzlich Abb. Anode 1-Katode 2-- (1) Objektiv: Twin Apertur (0,75 / 0,75)	6 x 1250	70	$5,3 \times 10^4$
Multipl.ier	10^6	10	10^7

sind außerdem zwei weitere Bildwandler vorgesehen :
mit zweistufiger Röhre und eingebautem Gitter für Kurz-
zeitverschluß und Ablenkplatten für Schmieraufnahmen
mit zweistufiger Röhre zur Bildverstärkung.

44 Speisegeräte

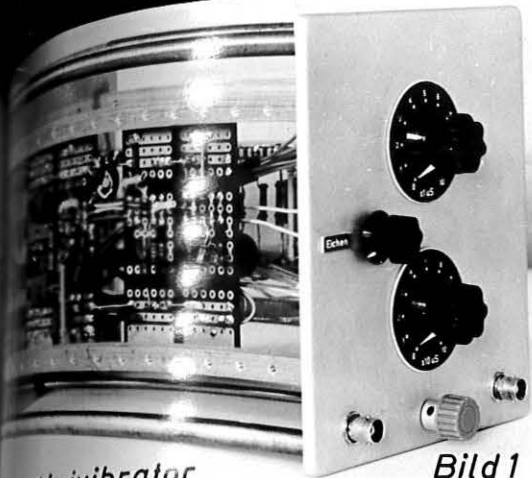
441 Speisegerät 7,5 kV (Bild 20), wurde zur Hochspannungs-
versorgung der Triggergeräte 7,5 kV gebaut. Es können
bis zu 7 Triggergeräte angeschlossen werden. Der Kurz-
schlußstrom liegt bei 1,5 mA.

442 Speisegerät 14 kV (Bild 21), damit erfolgt die Hochspannungsversorgung der Triggereinheit 14 kV. Bis zu fünf Geräte können angeschlossen werden. Der Kurzschlußstrom ist 1,5 mA.

443 Hochspannungsladegerät 34 kV (Bild 22), dient zum Laden von Kondensatoren bis zu etwa 15 μ F. Mit dem eingebauten Regeltransformator kann die Ladespannung stetig von 0 - 34 kV eingestellt werden. Der zulässige Dauerstrom beträgt 5 mA und der Kurzschlußstrom 10 mA.

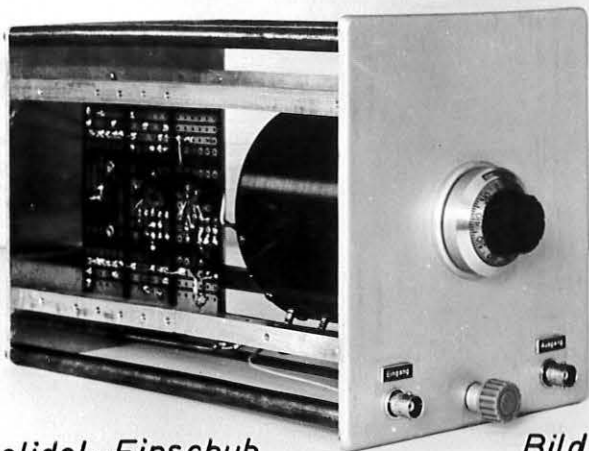
45 Steuerungen

451 Steuergerät 50 kJ (Bild 26), ist für eine 50 kJ-Batterie, die aus vier Einheiten besteht, entwickelt worden. Zu jeder Einheit gehört eine Steuerung. Bei Zusammenstellung der Einheiten können die Steuerbefehle von einer Steuerung aus gegeben werden.



Univibrator

Bild 1



Helidel-Einschub

Bild 2

Pulsfrequenzzähler
Pulselimpuls Triggergerät
Pulsformer
Inzidenzgerät

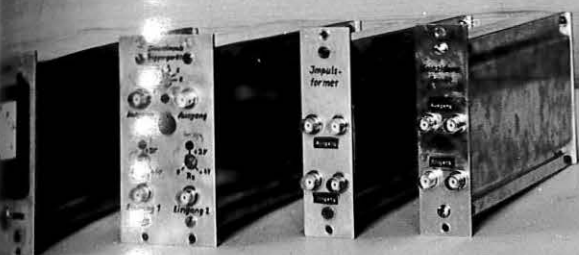


Bild 3

Triggergerät 75kV

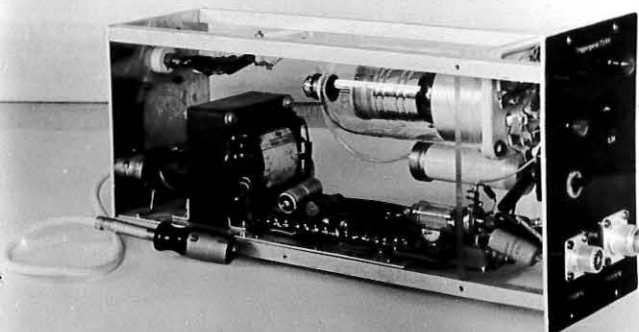


Bild 4

Triggergerät 14kV

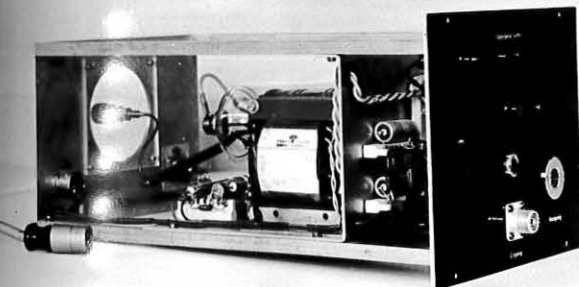


Bild 5

Triggergerät 20kV

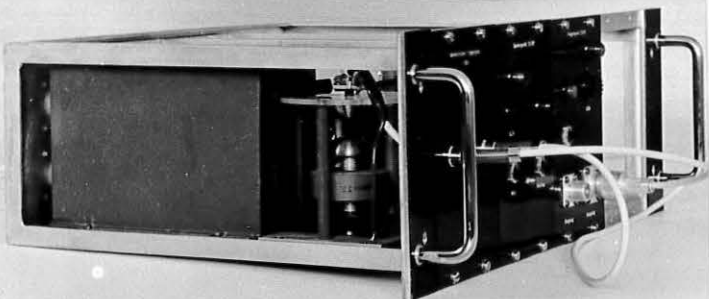


Bild 6

10 Kanäle

Triggergerät

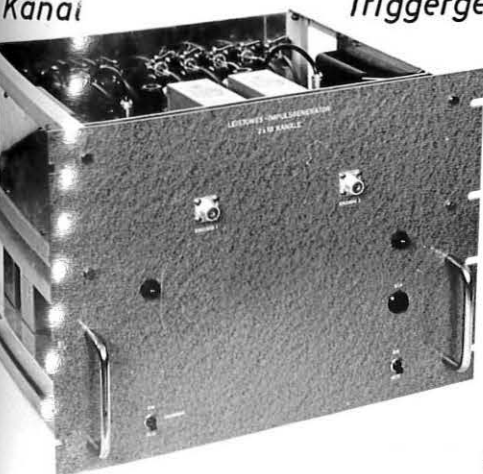


Bild 7

Zeitverzögerungsgerät



Bild 8

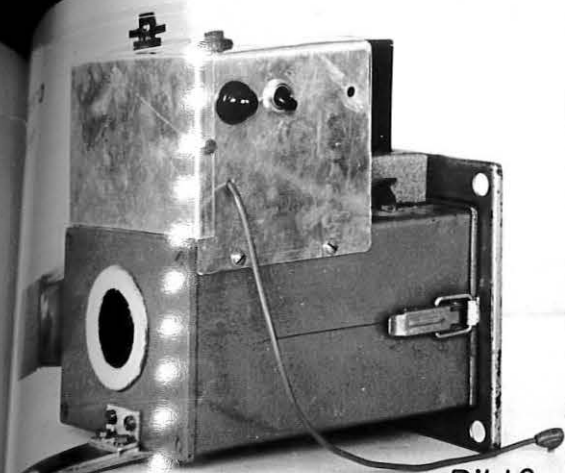


Bild 9

Vakuummeter

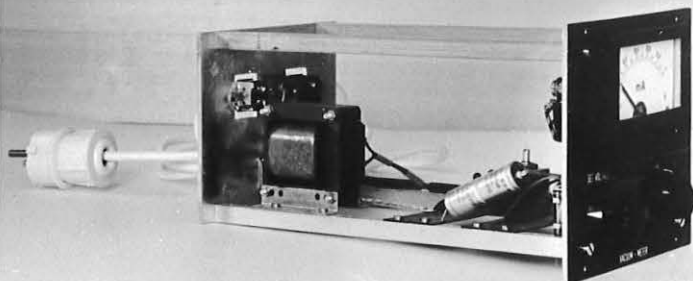


Bild 10

Verstärker



Zeitverzögerungsgerät

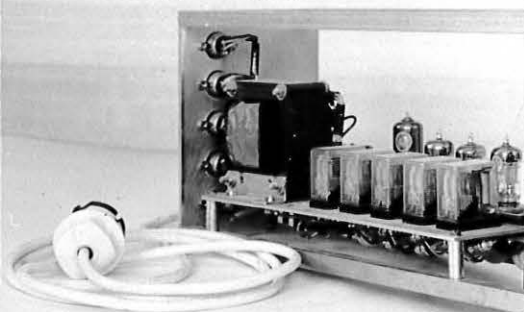


Bild 12



Katodenfolger



Bild 14

Altermode II

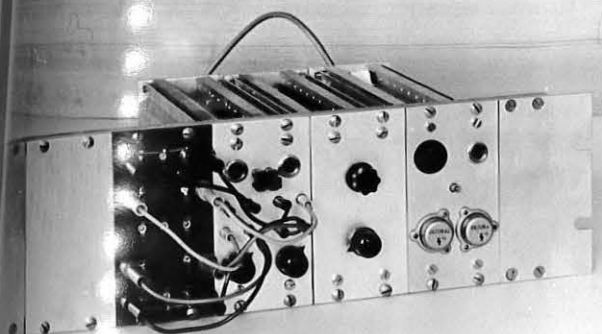


Bild 13

Multipliziermeßköpfe

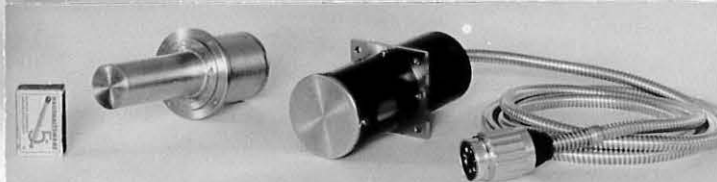


Bild 15

Impuls-generator

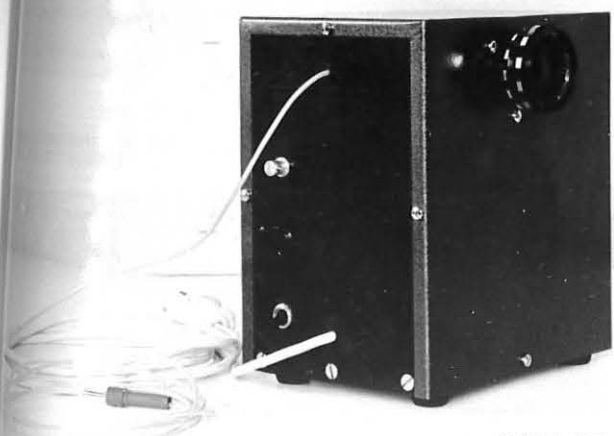


Bild 16

gepulste Bogenlampe

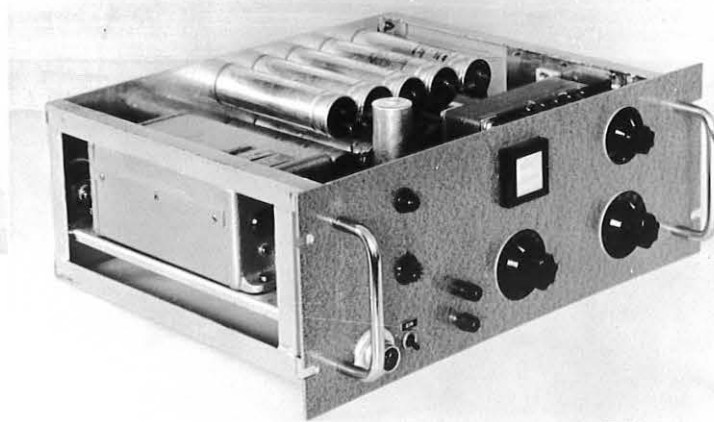


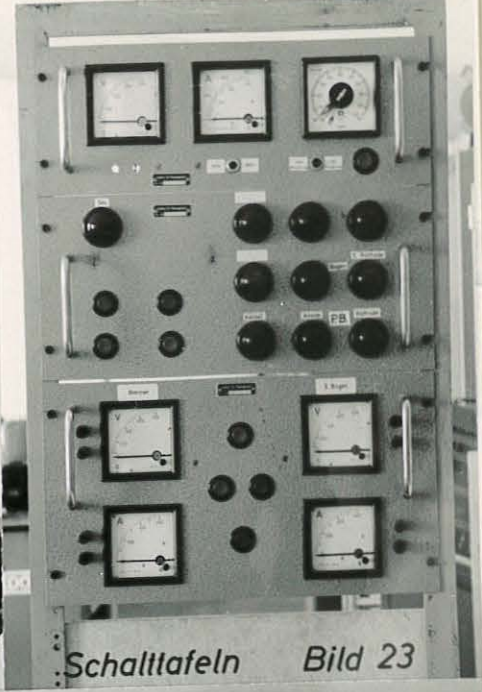
Bild 17



Bild 18



Bild 19



Schalttafeln Bild 23

Ladegerät 7,5 kV

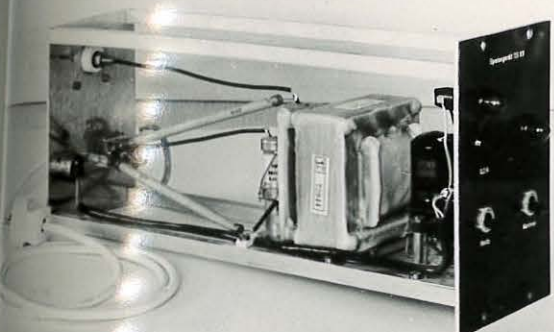


Bild 20

Speisegerät 14 kV

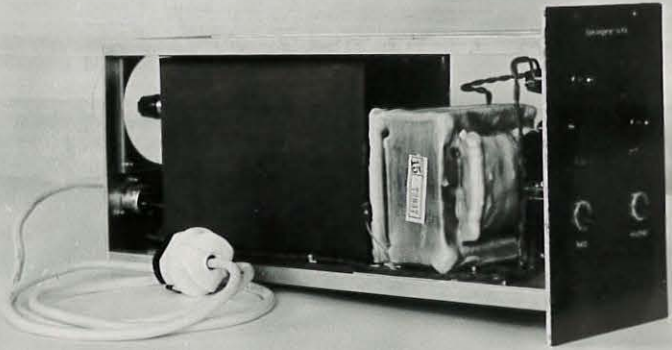


Bild 21

Hochspannungs-Ladegerät

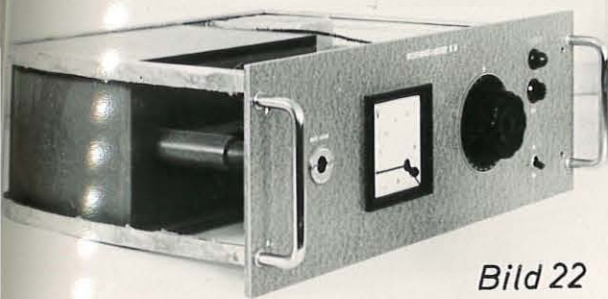


Bild 22

Steuergerät 50kJ Batterie

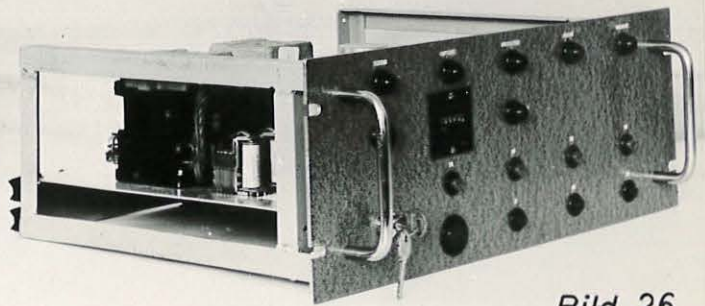


Bild 26

Leitzschub

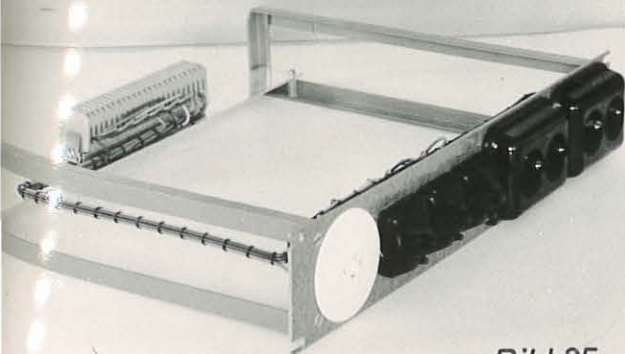


Bild 25

Steckdosenleiste



Bild 24

Magnetfeldtechnik

(Schild)

Aufgabenbereich der Magnetfeldtechnik umfaßt im wesentlichen die Entwicklung von dauer- und impulserregten Spulen für die Anwendung innerhalb der Plasmaphysik. Besonderes Augenmerk wird in letzter Zeit auf normaleitende, aber auch auf supraleitende Magnetfeldspulen gelegt. Die Arbeiten wurden erst Ende des Jahres abgeschlossen.

51 Wassergekühlte Magnetfeldspule

Diese Spule ist im Stande, ein stationäres Feld von ca. 50 kT zu erzeugen. Abmessungen der Spule : 100 mm Ø innen, ca. 300 mm Ø außen, 200 mm lang.

Die Auslegung der Spule war an folgende Bedingungen geknüpft :

- Anpassung an vorhandene Stromquellen (Gleichrichter 2000 A, 500 V) und an das vorhandene Kühlwassersystem

Aufrechterhaltung des Feldes während mind. 10 sec.

Zusammensetzung der gesamten Spulenanordnung aus mehreren Teilen.

- Mit Rücksicht auf rasche Fertigstellung Verwendung vorhandener Leiterquerschnitte

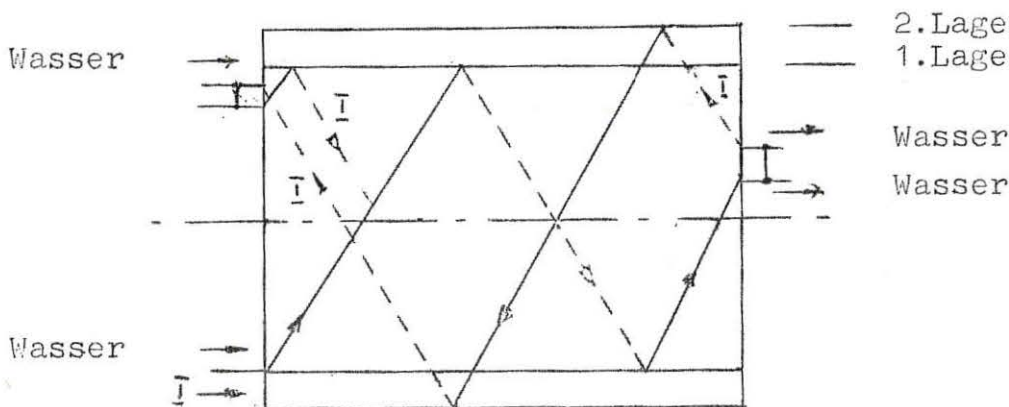
Daher wurde eine Modellspule mit folgendem Wickelschema

gebaut :

Der Wicklungszug einer Hinleitung in der 1.Lage (→) und einer Rückleitung in der 2.Lage (←) ist dargestellt)

— Spulenoberfläche zum Betrachter

- - - Spulenoberfläche auf der Rückseite



Allgemeine Technologie

berbereich)

Das Jahr 1961 diente vor allem der Planung für den Aufbau der Gruppe im Jahre 1962. Aus diesem Grunde beschränkte sich die Arbeit hauptsächlich auf das Literaturstudium über allgemeine technische und vakuumtechnische Probleme. Die Arbeit innerhalb des Sachgebiets setzt eine umfangreiche Laborausstattung voraus, deren Bestellung 1961 durchwegs erfolgte, die jedoch wegen der langen Lieferfristen zum großen Teil erst 1962 verfügbar sein wird.

Folgende Probleme wurden behandelt bzw. deren Behandlung vorbereitet :

61 Unmagnetischer Stahl

In Zusammenarbeit mit dem MPI wurde ein unmagnetischer Stahl ausgesucht, der für die Zwecke der Plasmaphysik geeignet erscheint. Dieser Stahl soll eine Permeabilität $\leq 1.01 \text{ G/Oe}$ haben, für ultrahochvakuumdichte Schweißungen geeignet sein und gute Polierfähigkeiten aufweisen. Eine Sendung dieses Stahls vom Typ 3941 ist inzwischen eingetroffen. Die Erfahrungen damit werden gesammelt und durch Untersuchungen ergänzt werden.

62 Metall-Keramik-Verbindungen

Die Planung ist hier soweit fortgeschritten, daß nur noch die Fertigstellung der Räume und die Aufstellung der benötigten Apparate abgewartet werden muß, bevor mit den Arbeiten begonnen werden kann. Soweit dies die bisherigen Arbeitsmöglichkeiten zuließen, wurden kleinere Vorversuche bereits durchgeführt.

63 Oberflächentechnik

Die Beherrschung dieser Technik ist eine Vorbedingung für die erfolgreiche Durchführung vieler anderer Arbeiten. Daher wurde sie bevorzugt behandelt. Dazu gehören folgende Arbeiten : Reinigen, Entfetten, Beizen, Ätzen, Schleifen, Polieren, Inaktivieren, Aufdampfen etc. Eine labormäßige Ausrüstung für die Behandlung von (metallischen) Oberflächen wurde

stellt und ist inzwischen eingetroffen. Sobald der Anschluß an das Installationsnetz durchgeführt worden ist, können mit den Arbeiten begonnen werden.

64 Oberflächenmeßtechnik

verbunden mit der Oberflächentechnik ist die Messung der Oberflächen. Ein teilweiser Ausbau der Oberflächenmeßtechnik ist daher für 1962 vorgesehen (Lichtschnittmikroskop; Mikro-arteprüfgerät).

65 (Hart-)Löttechnik

wurden bereits kleinere Hartlötversuche durchgeführt. Weitere Versuche wurden vorbereitet; ab April bzw. Juni 1962 werden die Einrichtungen für das UHV-gerechte Hartlöten kleinerer Teile zur Verfügung stehen. Auch Stufenlötungen werden dann möglich sein.

66 Keramische Werkstoffe

er Markt wurde beobachtet und geeignete Probestücke untersucht bzw. bestellt. Jedoch ist es nicht in allen Fällen vorteilhaft, die keramischen Teile fertig gebrannt zu beziehen, von den Lieferterminen unabhängiger zu werden und um bei Versuchen die Formen besser variieren zu können, wird es in bestimmten Fällen von Vorteil sein, vorgebranntes Material beziehen, bei uns zu bearbeiten und anschließend zu brennen. Wahrscheinlich werden wir ab Juni 1962 keramische Teile von 200 x 100 x 300 mm Abmessungen auf diese Weise herstellen können.

7 Kunststoffe

Platz- und Zeitmangel wurden bisher nur wenige Arbeiten durchgeführt. Es ist jedoch geplant, noch 1962 mit der Gießtechnik zu beginnen. Ein Ofen zur Wärmebehandlung von Kunststoffen und Trocknen von (Kunststoff-)Lacken wurde bestellt und wird voraussichtlich Mitte 1962 geliefert. Weiter ist geplant, das Schweißen und Kleben von Kunststoffen und die Anwendungsmöglichkeiten von Kunststoffklebern zu untersuchen.

2.6.8 Weniger gebräuchliche Metalle und Metalllegierungen

Diese Werkstoffe gewinnen in letzter Zeit in stärkerem Maße Bedeutung. Es wurde der Entwicklung auf diesem Gebiet große Beachtung geschenkt, um in der Lage zu sein, für Sonderzwecke jeweils das geeignetste Material auswählen zu können.

2.6.9 Mechanische (zerstörungsfreie) Festigkeitsversuche

Die Einrichtung für die zerstörungsfreie Spannungs- und Dehnungsmessung wird bestellt.

2.6.10 Modelluntersuchungen

Bis Mitte Juni 1962 werden die instrumentellen Voraussetzungen für spannungsoptische Versuche gegeben sein. Lediglich die Raumfrage ist noch nicht völlig geklärt. Eine zufriedenstellende Klärung dieser Frage wird aber erst mit der Fertigstellung des Ingenieur-Gebäudes 1963 möglich sein.

2.6.11 Klassische Materialprüfung (Zug-, Druckfestigkeit, Härte, Zähigkeit)

Die Planung für eine derartige Materialprüfung ist praktisch abgeschlossen. Wegen Platzmangel wurde der Ausbau vorerst zurückgestellt.

2.6.12 Sonstige Materialprüfung (Strukturanalyse, physikal. Eigenschaften etc.)

Die Planungen sind erst teilweise durchgeführt. Die Einrichtung einer solchen Materialprüfung erscheint jedoch nur im Zusammenhang mit der klassischen Materialprüfung sinnvoll und wurde daher vorerst zurückgestellt.

2.6.13 Prüfung von Kunststoffen

Die Kunststoffprüfung soll im Rahmen des allgemeinen Kunststofflabors erfolgen. Ein Ausbau ist daher erst nach Bezug des neuen Ingenieur-Gebäudes möglich.

2.6.14 Mikroskopische Untersuchungen

Die notwendigen Vorarbeiten sind fast abgeschlossen.

6.15 Allgemeine Metallurgie

Die Entwicklung auf dem Gebiet der Metallurgie wurde aufmerksam beobachtet. Besonders wurde dabei auf die Ansätze zur Bildung einer - bisher fehlenden - theoretischen Metallurgie geachtet.

6.16 Tiefemperaturtechnik

Durch die geplante Verwendung von flüssigem Helium bei den Versuchen (Cryopumpen, Supraleitung) kommt auch den Eigenschaften der Werkstoffe bei tiefen Temperaturen erhöhte Bedeutung zu. Die Behandlung der mit Sicherheit auftretenden Schwierigkeiten wurde bis 1963 zurückgestellt.

Tätigkeit innerhalb der zentralen Werkstätten

1 Mechanische Werkstätten und Tischlerei

(Wulff/Stoll/Kaehs)

Anfang September 1961 wurde mit der Einrichtung der mech. Werkstätten und der Tischlerei im Gebäude W 1 begonnen. Die erforderlichen Arbeiten liefen parallel mit der baulichen Fertigstellung der Räume und zogen sich daher bis Anfang November hin. In diesem Monat konnten erstmalig kleinere Aufträge ausgeführt werden.

Bis Ende Dezember hatten die genannten Werkstätten mit 2600 geleisteten Arbeitsstunden etwa 80 % ihrer geplanten Kapazität erreicht. Die Belegschaft verteilte sich dabei wie folgt :

Werkstattleitung, Arbeitsvorbereitung und Lager	3
Feinmechanik	5
Mechanik	10
Schlosserei und Schweißerei	5
Tischlerei	2

Bis zum Jahresschluß wurden im wesentlichen kleinere Aufträge erledigt, so z.B. die Anfertigung der Einzelteile für die im Bericht der Gruppe Hochspannungstechnik erwähnte 50 kJ-Batterie und mechanische Bauelemente für Zeilverzögerungsgeräte als Zulieferung für die Elektro- und Elektronikwerkstatt. Zu den größeren Aufträgen, deren Fertigstellung sich bis Januar 1962 erstreckte, gehören die im Bericht der Gruppe Konstruktion aufgeführten Geräte No.11 (optische Briggereinrichtung) und No.25 (Tubular-Pinch-Entladungsgefäß).

2 Elektro- und Elektronikwerkstatt

(Steinhausen)

Hier wurden im wesentlichen die im Bericht der Gruppe Elektronik aufgeführten entwickelten Geräte gebaut. Aus der nachfolgenden Fertigungsübersicht für 1961 sind die Zahlen der bis Ende 1961 hergestellten bzw. noch im Bau befindlichen Geräte zu entnehmen.

Fertigungsübersicht 1961

	gefertigt	im Bau
Dekadischer Univibrator	2	1
Helidel-Einschub	2	
Impulsformer	5	
Impulsfrequenzzähler	1	
Doppelimpuls-Triggergerät	1	
Koizidenzgerät	1	
Triggergerät 7,5 kV	7	10
" 14 kV	11	22
" 20 kV		1
2x10-Kanal-Triggergerät	1	3
Zeitverzögerungsgerät 0,5 - 111/us	1	49
Kamerazähler	1	
Vakuummeter	2	
Stromverstärker	1	
Zeitverzögerungsgerät 0,2 - 60 s	1	
Schaltermodell	1	
Gegentakt-Katodenfolger	2	
Multipliermeßkopf I		1
" II		1
" III		4
" IV		12

	gefertigt	im Bau
Leuchtimpulsgenerator	1	
Leuchtlampe	1	
Umspannwandler für Dreibild- Aufnahmen		1
" " Schmieraufnahmen		1
" " Bildverstärker		1
Heizegerät 7,5 kV	5	
" 14 kV	11	
Hochspannungsladegerät 34 kV	1	9
Schalttafel	3	
Steckdosenleiste		100
Netzzeinschub		1
Heizegerät 50 kJ	1	3
Stromtrigger ± 2 V	10	
Leistungsimpulstrafo	22	
Triggergerät 12 kV	5	
Transistor-Netzteil	8	

=====

A B T E I L U N G 5

LEITER : PROF. DR. SCHLÜTER

Während des Berichtsjahres waren die Arbeiten der theoretischen Abteilung aus räumlichen und personellen Gründen noch sehr eng mit den Arbeiten der Abteilung Plasmaphysik des Instituts für Astrophysik verzahnt. Daher enthält der Bericht gleichzeitig auch Angaben über die Tätigkeit dieser Abteilung. Ab 1962 wird eine weitergehende Trennung möglich sein, da auf dem Institutsgelände in Garching für die theoretische Abteilung am Ende des Jahres 1961 eine Baracke zur Verfügung gestellt wurde und in der zweiten Hälfte des Jahres 1962 das endgültige Gebäude bezugsfertig wird.

Herr Hain befaßte sich mit der numerischen Behandlung rotationssymmetrischer, axial unendlich und endlich ausgedehnter Θ -Pinche auf der Basis einer Zweiflüssigkeitstheorie des Plasmas. Auf der gleichen Basis, ebenfalls numerisch, aber unter Berücksichtigung von Ionisationsprozessen zu höheren Ionisationsstufen, diskutierte Herr Fisser z-Pinche. Herr Hertweck beschäftigte sich mit numerischen Verfahren zur Lösung partieller Differential-Gleichungen und mit dem Problem in axialer Richtung periodischer, rotationssymmetrischer z-Pinche, letzteres vor allem während seines dreimonatigen Aufenthaltes im CERN, Hawell (England). Herrn Hains Rechnungen konnten vor allem mit experimentellen Ergebnissen des NRL, Washington, D.C., des Los Alamos Scientific Laboratory, University of California, sowie der Aachener und Garchinger Gruppe verglichen werden, Herrn Fissers Rechnungen mit Experimenten von München und Garching.

Die Herren Canobbio und Croci befaßten sich mit der Wechselwirkung von Ionenstrahlen mit einem Plasma und begannen mit der Untersuchung von Momententwicklungen der Vlasov-Gleichung. Herr von Hagenow berechnete nach dem Monte-Carlo-Verfahren Korrelationsfunktionen in einem eindimensionalen Plasmamodell. Herr Knorr löste auf numerischem Wege die eindimensionale nichtlineare Vlasov-Gleichung und diskutierte an Hand derartigen Lösungen den Gültigkeitsbereich linearisierter Näherungslösungen. Herr Friedrich Meyer befaßte sich mit Stoßwellen. Herr Pfirsch untersuchte die elektrostatische Stabilität eindimensionaler, nichtthermischer Plasmen und beschäftigte sich mit Schwankungserscheinungen in Plasmen. An diesem letzten Problem und an dem Problem der Aufstellung

kinetischer Gleichungen arbeiteten auch Frau Pries und Herr Frank.

Prof. Schlüter war für ein halbes Jahr Gastprofessor in Cambridge und für diese Zeit "Fellow of the Churchill-College".

Herr Lüst und Herr Martensen von der Abteilung Astrophysik schlossen die numerischen Rechnungen zum Problem der Stabilität torusförmiger Plasmaanordnungen ab.

Tagungen :

Herr Hain nahm am "Meeting of the Fluid Dynamics Division of the American Physical Society" in Berkeley teil. Auf der Tagung der "Plasma Physics Division of the American Physics Society" in Colorado Springs hielt er einen Vortrag über seine θ -Pinch-Rechnungen, ebenso auf der "International Conference of Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research" in Salzburg.

Herr Canobbio berichtete auf der italienischen Physikertagung in Como über seine Rechnungen zur Wechselwirkung von Ionenstrahlen mit Plasmen.

An der deutschen Physikertagung in Wien nahmen die Herren Hertweck, Körper und Pfirsch teil.

Veröffentlichungen während der Berichtszeit:

- R. Lüst Diffusion Across a Magnetic Field.
Risö Report Nr. 18, S. 263-271
- A. Schlüter The Constancy of the Orbital Magnetic Moment in a Time Varying Magnetic Field.
Risö Report Nr. 18, S. 35-44
- R. Lüst Instabilities for Anisotropic Pressure.
Risö Report Nr. 18, S. 201-208
- K. Hain, R. Lüst,
A. Schlüter Hydromagnetic Waves of Finite Amplitude in a Plasma with Isotropic and Non-Isotropic Pressure Perpendicular to a Magnetic Field.
Rev. Mod. Phys. 32, No. 4, 967-972 (1960)
- R. Lüst, D. Pfirsch Zur Kraft einer Lichtwelle auf eine beugende Kante. - Zs. Phys. 162, 421-425 (1961)
- K. Hain Pinch Collapse.
United Kingdom Atomic Energy Authority, Research Group, Harwell (Engl.); Report AERE - R 3383 (61)
- E. Martensen Numerische Auflösung der Integralgleichung des Robin'schen Problems für eine torusartige Be-
randung. - Symposium, Provisional International Computation Centre, 1960

- K. Hain, F. Hertweck Numerical Integration of Ordinary Differential Equations by Difference Methods with Automatic Determination of Steplength. Symposium, Provisional International Computation Centre, 1960
- E. Canobbio Radiation from a Modulated Beam of Charged Particles Penetrating a Plasma in a Uniform Magnetic Field. - Nuclear Fusion 1, 172 (61)
- H. Fisser Some Tests Applied to Pseudo-Random Numbers Generated by v.Hoerner's Rule. Numerische Mathematik 3, 247 (1961)
- L. Biermann Aus der Plasmaphysik. Physik. Blätter, 17. Jahrg., Heft 10, 442 (61)
- R. Lüst, B.R. Suydam, R.D. Richtmyer, A. Rotenberg, D. Levy Hydromagnetic Stability of a Toroidal Gas Discharge. The Physics of Fluids 4, No. 7, 891 (1961)
- K. Hain, A.C. Kolb Fast θ -Pinch. - Vortrag IAEA-Konferenz, Salzburg 1961, Abstr. CN-10/28/A; Veröffentlichung in "Nuclear Fusion" 1962
- M. Bineau Hydromagnetic Stability of a Toroidal Plasma. Vortrag IAEA-Konferenz, Salzburg 1961, Abstr. CN-10/35/A; Veröffentlichung in "Nuclear Fusion" 1962
- H. Fisser, J. Schlüter A Comparison Between Numerical Calculations of a Linear Z-Pinch Discharge and Measurement by Magnetic Probes. Vortrag IAEA-Konferenz, Salzburg 1961, Abstr. CN-10/36/A; Veröffentlichung in "Nuclear Fusion" 1962
- K. Hain An Implicit Scheme for Numerical Solutions of the Hydromagnetic Equations. Abstr. CN-10/29/A, IAEA-Konferenz, Salzburg 1961; Veröffentlichung in "Nuclear Fusion" 62
- G. Knorr Numerical Integration of the Non-Linear Vlasov Equation. Abstr. CN-10/37/A, IAEA-Konferenz, Salzburg 1961; Veröffentlichung in "Nuclear Fusion" 62
- D. Pfirsch Electrostatic Stability of a Non-Maxwellian Homogeneous Plasma. Abstr. CN-10/40/A, IAEA-Konferenz, Salzburg 1961; Veröffentlichung in "Nuclear Fusion" 62