



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
DES LANDES NORDRHEIN-WESTFALEN - E. V.

Institut für Plasmaphysik

ASSOZIATION EURATOM - KFA

ARBEITSBERICHTE

**der theoretischen und experimentellen Gruppen
für das Jahr 1966**

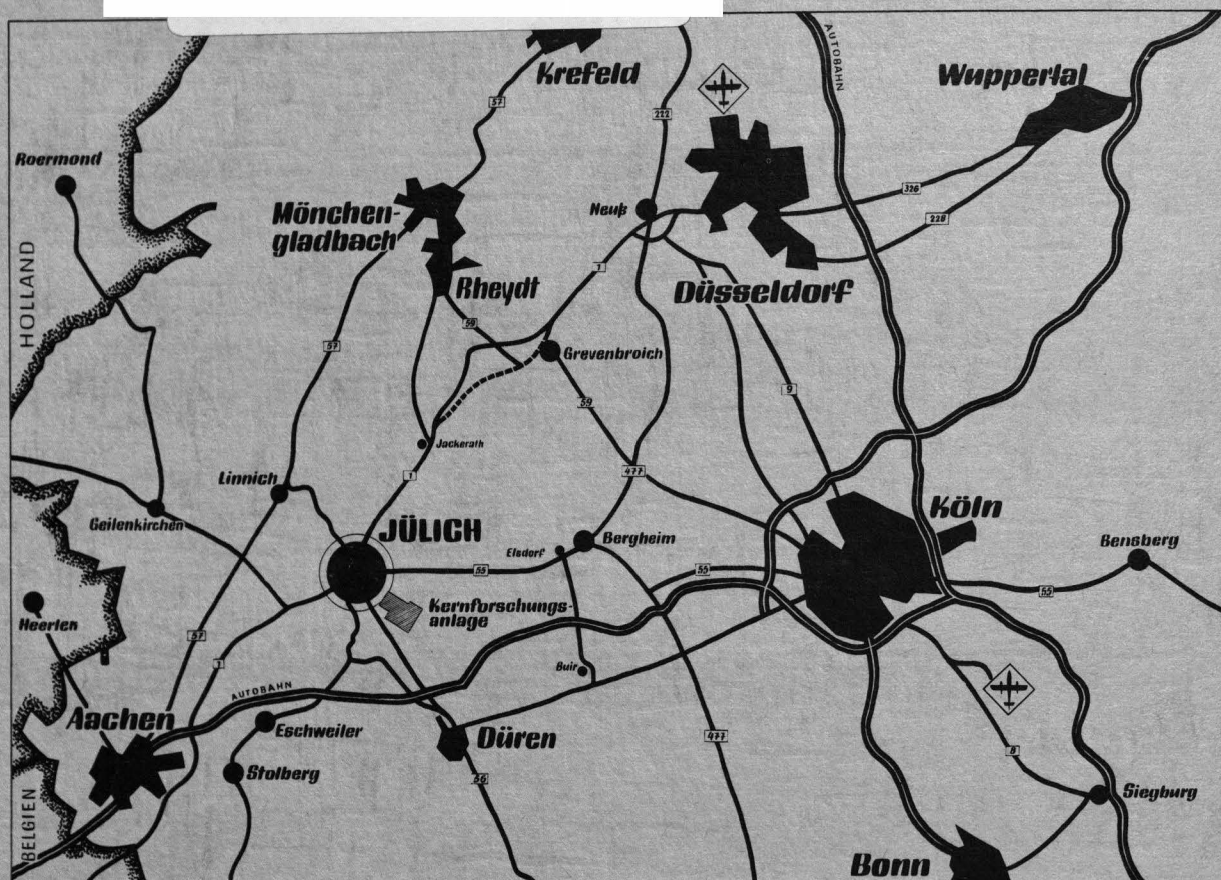
Zusammengestellt von

K. Vogelbruch

JÜL - 494 - PP

Juni 1967

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 494

Institut für Plasmaphysik Jül – 494 – PP

Dok.: Plasma Physics - Progress Reports

DK: 533.9.001.6 (047)

**Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich,
Jülich, Bundesrepublik Deutschland**

Der vorliegende Jahresbericht ist eine vertraulich abgegebene Information. Daher bleiben alle Rechte vorbehalten. Insbesondere ist es ohne schriftliche Einwilligung nicht gestattet, den wissenschaftlichen oder technischen Inhalt des Berichtes einschließlich der Zeichnungen – sei es im ganzen oder auszugsweise – zu veröffentlichen, zu vervielfältigen oder kommerziell auszuwerten.

ARBEITSBERICHTE
der theoretischen und experimentellen Gruppen
für das Jahr 1966

Zusammengestellt von

K. Vogelbruch

V O R W O R T

(W. Fucks und F. Waelbroeck)

Im Jahre 1966 wurden die Arbeiten im Rahmen des Assoziations-Vertrages EURATOM-KFA weitergeführt. Mit einem Zuschuß unterstützte das Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung die Arbeiten zur Plasmabeschleunigung.

Zu Beginn des Jahres hatte das Institut 132 Mitarbeiter (darunter 34 Wissenschaftler, 57 Angestellte, 30 Lohnempfänger), am Ende des Jahres 138 Mitarbeiter (darunter 42 Wissenschaftler, 60 Angestellte, 27 Lohnempfänger).

Dr. Waelbroeck übernahm am 1.1.1966 die Leitung des Instituts als mit der Geschäftsführung betrauter Direktor. Sein Vorgänger Dr. Jordan wurde auf eigenen Wunsch von der KFA beurlaubt, da er die Leitung des European Research Institute (ESRIN) in Frascati übernommen hatte.

Für langlebige Güter wurden rund 1,65 Mill. DM und für Verbrauchsmaterial und Miete für die Rechenmaschine rund 0,71 Mill. DM aufgewandt.

Der enge Kontakt mit anderen wissenschaftlichen Instituten wurde weiter gepflegt, insbesondere mit dem I. Physikalischen Institut und dem Institut für Luft- und Raumfahrt der Technischen Hochschule Aachen.

Die wissenschaftlichen Mitarbeiter Conrads und Schlüter promovierten an der TH Aachen zum Doktor der Naturwissenschaften.

Mit der Technischen Hochschule Braunschweig wurde die Zusammenarbeit über Schaltprobleme fortgesetzt und mit der Deutschen Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrtforschung die Untersuchungen über Plasmabeschleunigung weitergeführt.

Dr. Schlüter ging für einen längeren Aufenthalt zum Culham Laboratory der United Kingdom Atomic Energy Authority; Dr. Lobb

von der University of Saskatchewan, Canada, und Prof. Sugita von der University of Nagoya, Japan, waren 1 bzw. 2 Jahre Gastmitarbeiter des Instituts.

Die Ergebnisse der wissenschaftlichen Arbeiten wurden in 23 Veröffentlichungen und in 27 Vorträgen auf zahlreichen deutschen und internationalen Tagungen publiziert.

Inhaltsübersicht

Einleitung (F. Waelbroeck).	1
I. <u>Arbeiten der Theoretischen Gruppe.</u>	
Wellen endlicher Amplitude im Plasma mit Magnetfeld (H. Kever).	9
Zur kinetischen Theorie von Plasma und elektro- magnetischem Feld (G. Hasselberg).	10
Ebene stationäre Grenzsichten zwischen Plasma und Magnetfeld (H. Repp).	12
Berechnung der Flächenstromdichte auf der Oberfläche eines idealleitenden, nicht-rotationssymmetrischen Spulenkörpers (P. Lauscher).	13
Arbeiten zur adiabatischen Invarianz und Magnetfeld- berechnungen (L. Janicke).	16
Numerische Rechnungen zur Dynamik des Thetapinches (A. Kaleck).	16
Die IBM 1620-Rechenanlage (Th. Martin).	17
II. <u>Experimente zur Erzeugung von Hochtemperaturplasmen</u>	
Untersuchungen über geschlossene Feldkonfigurationen an einem 600 kJoule-Kompressionsexperiment (L. Könen, P. Noll, K. Sugita und H. Witulski). ..	19
Experimente zur Erzeugung eines Plasmas in Cusp- Geometrie (H.J. Belitz und E. Kugler).	26
III. <u>Erzeugung von Höchsttemperaturplasmen</u>	
Experimente zur Untersuchung der Struktur von Stoßwellen in stoßfreien Plasmen (E. Hintz). ...	31
IV. <u>Arbeiten zur Plasmadiagnostik</u>	
Parameter-Studie über die Aufheizung des Plasmas in einem Thetapinch (P. Bogen und J. Schlüter). ..	34
Messung der Bremsstrahlung eines Thetapinches im Spek- tralbereich zwischen 0,25 und 6 μ (P. Bogen und D. Rusbüldt).	37
Experimentelle Bestimmung des Ionisationsgrades eines heißen Plasmas aus Absorptionmessungen (H. Conrads).	39

Refraktionsmessungen an einem Thetapinch- Plasma (K.H. Dippel).	42
Ein 1 m-Spektrograph mit streifender, variiabler Inzidenz (H. Conrads, G. Gatti und W. Kohlhaas).	45
Entwicklung eines 2 mm-Mikrowelleninterferometers (H. Hartwig).	47
Öffnungsgrenzen eines Trochoidspektrometers (C. Bastian).	47
 V. <u>Beschleunigung von Plasmen und Plasmaantriebe</u>	
Ein eindimensionales Kolbenmodell (C. Bastian). .	49
Stabilität des magnetischen Kolbens bei der Beschleunigung eines Plasmas mit Hilfe einer Wanderwelle (W. Bieger, F. Hoenen und H. Tuczek)..	50
Bestimmung der Plasmaparameter für eine kontinuierliche Beschleunigung (A. Stampa und H. Tuczek).	52
Erzeugung von Wanderwellen mit Hochfrequenz- sendern (F. Richter, H. Gresser und H. Tuczek). ..	53
Ein dreistufiger Wanderwellenbeschleuniger (M. Pillsticker, D.E. Lobb, A. Cosler, F. Hoenen und H. Tuczek).	55
 VI. <u>Grundlagenuntersuchungen</u>	
Nichtstationäre Plasmadiffusion (G. Waidmann). ..	56
Ionisierung von Wasserstoff in elektrischen Ringfeldern (H. Beerwald).	58
Untersuchungen an einer stationären Ringentladung (E. Geißler).	60
Wechselwirkungen zwischen Plasmen und neutraler Materie (K. Vogelbruch).	63
 VII. <u>Wissenschaftlich-Technische Arbeiten</u>	
Arbeiten zum Aufbau von Kondensatorbatterien (F.H. Bohn, F.J. Friedrich, A. Liedtke, F. Lorbach und C. Stickelmann).	66
Forschungsarbeiten in der Versuchsanlage Salzgitter-Hallendorf des Hochspannungsinstituts der TH Braunschweig (D. Kind und W. Koch).	69

Arbeiten im Elektronik-Labor (W. Hopmann).	71
Druckverteilung beim Einschluß von Neutralgas in Entladungsrohre (W. Teckenburg und U. Wucherer).	73
Entwicklung von Magnetfeldsonden (H. Bach und W. Teckenburg).	76
Über die Galvanisierung von Kunststoffen (W. Teckenburg).	77

EINLEITUNG (F. Waelbroeck)

I. Arbeitsprogramm und Aufgabenstellung

Die internationalen Konferenzen über Plasmaphysik im vergangenen Jahre haben bestätigt, daß trotz der beträchtlichen Fortschritte in den Methoden der Plasmaerzeugung und der Plasmadiagnostik, sowie im theoretischen und experimentellen Verständnis der Plasmaeigenschaften, noch immer beträchtliche Schwierigkeiten bezüglich des Einschlusses von dichten Plasmen bestehen. Zum Beispiel können bei linearen Thetapinchexperimenten Plasmadichte und -temperatur praktisch bis auf die Werte gebracht werden, die für das Arbeiten eines D-T-Reaktors erforderlich sind. Die Lebensdauer der Plasmen ist jedoch durch Endverluste begrenzt. In anderen linearen Anordnungen mit offenen Enden, die bei niedrigeren Dichten, aber mit längeren Einschließungsdauern arbeiten, begrenzen Mikroinstabilitäten die Einschließungszeiten auch in solchen Fällen, in denen durch Anwendung einer Minimum-B-Konfiguration die magnetohydrodynamische Stabilität gesichert wurde. Die Theorie sagt voraus, daß sich die Einsatzschwelle für solche Mikroinstabilitäten nach höheren Dichten verschieben sollte, wenn die Plasmadimensionen vergrößert und die magnetischen Feldstärken verstärkt werden. Außerdem gibt es Anlaß anzunehmen, daß Anordnungen mit toroidalem Plasmaeinschluß zu der erstrebten stabilen Konfiguration führen könnten.

Auf jeden Fall sind weitere Bemühungen um ein besseres Verständnis der Eigenschaften vollionisierter Plasmen notwendig, eine Aufgabe, die schon immer eines der Hauptarbeitsgebiete unseres Instituts war. Daher schien es zu Beginn des Jahres 1966 nicht gerechtfertigt, einschneidende Änderungen am Forschungsprogramm des Instituts vorzunehmen, auch deshalb nicht, weil bereits zwei andere Institute (in Assoziation mit EURATOM) sich sehr aktiv mit dem Studium der toroidalen Konfiguration beschäftigen. Die Arbeit wurde daher hauptsächlich auf folgende Fragen ausgerichtet:

1. Die Suche nach Möglichkeiten zur Verlängerung der Einschlußzeit von Thetapinchplasmen. Dies umfaßt Experimente an linearen Thetapinchplasmen mit eingefangenen antiparallelen

Magnetfeldern (Untersuchung möglicher Instabilitäten in den entstehenden quasitoroidalen Konfigurationen) und die Fortsetzung des Experiments zur Plasmakompression in Spindle-cuspgeometrie (wobei die Begrenzung der Einschlußzeit durch Verluste in den "Cusps" die entscheidende Frage ist).

2. Weitere Untersuchung über fundamentale Eigenschaften von Thetapinchplasmen. Wie oben erwähnt, entsprechen diese in mancher Beziehung thermonuclearen Plasmen. Sie sind in linearen Anordnungen sehr viel leichter zu erzeugen und zu untersuchen als in den komplizierten toroidalen Konfigurationen. Beträchtliche Aufmerksamkeit wird dabei z.B. der Frage der Strahlung von Plasmen im Kontinuum als Funktion der örtlichen Dichte und Temperatur sowie der Wellenlänge gewidmet.
3. Untersuchung der Struktur von Kompressionswellen großer Amplitude und von Stoßwellen in stoßfreien Plasmen, um die entsprechenden dissipativen Aufheizmechanismen zu verstehen. Neben ihrer Bedeutung für die Grundlagen der Plasmaphysik und für das Verständnis der Struktur des Verdichtungsstoßes vor der Magnetosphäre der Erde (bow-shock) sind diese Arbeiten wichtig zur Aufheizung verhältnismäßig dünner Plasmen in toroidaler oder linearer Geometrie.
4. Vorbereitung eines Experiments zur Erzeugung von Plasmastrahlen verhältnismäßig hoher Energie und langer Dauer (> 1 msec). Dieses Experiment ist eine Weiterentwicklung des Wanderwellenbeschleunigers, der bereits erfolgreich zur Erzeugung kurzer Plasmapulse hoher Energie verwendet wurde. Diese Technik kann später für verschiedene Zwecke eingesetzt werden: für Einschußexperimente, für Raumsimulationsexperimente und auch möglicherweise als Plasmaantrieb für Raumfahrzeuge.
5. Weitere Entwicklung und Verbesserung der Methoden zur Plasmadiagnostik.

II. Experimentelle Ergebnisse

1. Am 600 kJoule-Thetapinchexperiment wurde gezeigt, daß es geeignete Anfangsbedingungen gibt, bei denen ein beträchtliches

antiparalleles Magnetfeld im Plasma eingeschlossen wird. In diesem Fall liegt ein erheblicher Teil des Plasmas innerhalb einer Konfiguration von geschlossenen magnetischen Feldlinien, aus der es nur durch verhältnismäßig langsame Diffusionsprozesse oder mehr oder weniger heftige Instabilitäten ausströmen kann. Dieser antiparallele magnetische Fluß war durchaus beträchtlich während der ganzen möglichen Beobachtungsdauer ($\approx 10 \mu\text{sec}$). In axialer Richtung zeigte sich nach einer anfänglichen Kontraktion auf $2/3$ der ursprünglichen Länge keine wesentliche Änderung. Axial ist das Plasma nicht völlig homogen. Es ist schwierig zu entscheiden, ob die beobachteten Inhomogenitäten ein Hinweis auf anfängliche Instabilitäten sind; sie können auch von Einflüssen der Spulenenden oder von gewissen Ungleichmäßigkeiten der Kompressionsspule, z.B. von Beobachtungsfenstern herrühren. Die experimentelle Arbeit wurde Anfang November abgebrochen. Eine Spule mit verbesserter Symmetrie und mit einer größeren Zahl gleichförmig verteilter enger Fenster wurde angefertigt. Ein Crowbar-System, das die Beobachtungszeit verlängert, wird eingebaut; gleichzeitig wird die Speicherenergie auf 1,2 MJoule erhöht.

Am Cusp-Experiment gestattete die 1965 erfolgte systematische Untersuchung des vorgeheizten Plasmas eine zweckmäßige Wahl der Anfangsbedingungen für die Hauptentladung. Komprimierte Plasmen mit ausreichenden Temperaturen ($T_e \approx T_i \approx 150 \text{ eV}$), Dichten ($n_e \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) und Volumina ($V \approx 15 \text{ cm}^3$) konnten erzeugt werden. Unter diesen Bedingungen ist die Eindringzeit des Magnetfeldes ins Plasma, wie sie die klassische Theorie liefert, genügend groß; die Untersuchung der eigentlichen Cuspverluste wird möglich. Derartige Experimente wurden nach dem Einbau eines Crowbar-Systems, das zur Aufrechterhaltung des Feldes dient, begonnen.

2. Das 40 kV-Experiment zur schnellen magnetischen Kompression, das besonders steile Feldanstiege liefert, arbeitete mit gutem Erfolg. Eine Parameterstudie bei verschiedenen Anfangsbedingungen wurde durchgeführt. Wie erwartet, sind die erreichten Temperaturen wesentlich höher als bei den früheren kleineren Thetapinchexperimenten. Dadurch wird die Entwicklung

und Verbesserung von Methoden zur Messung von Elektronentemperaturen (besonders im Röntgengebiet) sehr erleichtert. Außerdem wird der dem Experiment zugängliche Temperatur- und Dichtebereich vergrößert, was für die Messung des Ausgleichsvorgangs zwischen Elektronen- und Ionentemperatur von Nutzen ist.

Ein Vergleich der von einem Thetapinchplasma im sichtbaren Strahlungsbereich emittierten Kontinuumsintensität mit den theoretisch erwarteten Werten zeigte Abweichungen, die größer als die zu erwartenden Meßfehler sind. Dabei wurden die benötigten Dichteverteilungen interferometrisch bestimmt. Ferner wurde die Wellenlängenabhängigkeit dieser Strahlung zwischen 0,3 und 6 μ gemessen. Obwohl sich eine grobe Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung ergab, beobachtete man auch hier Abweichungen, die größer als die Meßfehler zu sein scheinen. Es wird sowohl theoretisch als auch experimentell versucht, die genaue Ursache dieser Abweichungen zu ermitteln.

3. Die experimentellen Untersuchungen der Struktur von Stoßwellen in stoßfreien Plasmen waren zunächst darauf ausgerichtet, einen Überblick über die makroskopischen Erscheinungsformen der verschiedenen Stoßwellentypen im Falle $\beta_0 = 8\pi kT_0/B_0^2 \ll 1$ und $\theta \ll 1$ zu gewinnen. θ ist der Winkel zwischen Wellenfront und der Richtung des Anfangsmagnetfeldes. Bei genügend kleinen Dichten und Machzahlen konnten, abhängig von der Größe des Winkels θ , Kompressionswellen, bei denen gedämpfte Wellenzüge als Vorläufer oder als Nachläufer auftraten, nachgewiesen werden. Bei höheren Machzahlen war der Verlauf des Magnetfeldes in der Stoßwellenfront monoton, wie man es bei "turbulenten" Stoßwellen erwarten würde. Aus der Dicke der Stoßwellenfront ergab sich die effektive Leitfähigkeit zu etwa 1/100 der Spitzerschen Leitfähigkeit.
4. Die Planung eines Wanderwellenbeschleunigers zur Erzeugung von Plasmapulsen langer Dauer (bis zu 20 msec), die in Zusammenarbeit mit der Deutschen Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt und der Firma Telefunken erfolgte, wurde abgeschlossen. Bei diesen Experimenten läuft ein Wellenzug mit einer Magnetfeldamplitude von 2 kGauß über eine Laufzeitkette hoher Güte, deren Spulen das Beschleunigungsrohr umschließen. Von

der Wanderwelle wird das in dieses Entladungsrohr einströmende Gas ionisiert und das entstehende Plasma beschleunigt. Die nach dem Beschleunigungsvorgang noch in der Welle vorhandene magnetische Energie wird über einen angepaßten Transformator dem Eingang der Laufzeitkette wieder zugeführt. Dadurch wird der energetische Wirkungsgrad des Beschleunigungsvorganges wesentlich verbessert. Bei der zu erwartenden Güte reicht ein konventioneller Sender (1 MHz, 600 kW, im Impulsbetrieb 6 MW) zur Erzeugung einer stationären Welle genügender Amplitude aus. Nach Gewährung eines Zuschusses des Bundesministeriums für wissenschaftliche Forschung konnte am Jahresende mit dem Bau des Experimentes begonnen werden.

An einem Modellversuch zum Studium der Ionisierung und der Plasmabeschleunigung durch einen kurzen Wellenzug zeigten spektroskopische und Mikrowellen-Messungen, daß die erforderlichen Zeiten zum Aufbau eines Plasmas sehr kurz sind, und daß man Bedingungen erhalten kann, die zu einer deutlichen Beschleunigung des Plasmas führen.

In einem weiteren Experiment wurden die Vorgänge bei der Beschleunigung eines vollionisierten Plasmas durch eine magnetische Wanderwelle studiert. Die Struktur der Schicht zwischen Plasma und Magnetfeld und die Stabilität dieser Grenzfläche wurden untersucht. In Zusammenarbeit mit der Technischen Hochschule Braunschweig wurde ein neuer Beschleuniger entwickelt, der Plasmapulse mit einer Energie von 10 keV liefert. Der Hochspannungskreis für die Beschleunigung (100 kV) wurde fertiggestellt und am Jahresende im Institut aufgebaut.

5. Ein 1 m-Gitterspektrograph mit streifendem Lichteinfall und kontinuierlich von 80° bis 89° veränderlichem Einfallswinkel wurde erprobt und in großem Umfang für die Beobachtung von Spektrallinien und spektraler Kontinua der Strahlung eines Vakuumgleitfunken benutzt.

Die schnelle Fernsehkamera wurde an zahlreichen Experimenten zur Messung von Leuchtdichteprofilen eingesetzt. Beim Oszillographieren des elektrischen Signals einer einzelnen Bildzeile ist die sich ergebende Signalamplitude praktisch der ent-

sprechenden Lichtintensität proportional. Die gleichzeitige Registrierung einer Anzahl von Profilen von verschiedenen Bildstellen ist möglich.

Ein Michelson-Interferometer mit einem etwa 3 m langen Lichtweg im Plasma wurde zur Untersuchung der Vorheizphase am 600 kJoule-Thetapinchexperiment benutzt. Die dabei "end-on" gemessenen radialen Dichteverteilungen wurden mit den Werten, die "side-on" mittels anderer optischer Verfahren erhalten worden waren, verglichen.

Das 2 mm-Mikrowelleninterferometer wurde am Stoßwellenexperiment erprobt, wobei dielektrische Antennen hoher Raumauflösung (3 mm) benutzt wurden. Das gestattete eine genaue Bestimmung der anfänglichen radialen Dichteverteilung. Erste Messungen der Struktur der Stoßwellen zeigten, daß eine qualitative Auswertung der Meßergebnisse bereits möglich ist. Eine Verbesserung der Zeitauflösung erscheint erforderlich, um das Verfahren quantitativ zu machen.

6. Experimente zur nichtstationären Diffusion von Plasma in neutrale oder schwach ionisierte Gase wurden begonnen. Sie zeigten, daß im wesentlichen die ambipolare Diffusion für die beobachtete Entwicklung der Dichteprofile maßgebend ist.

Anschließend an die Messung der Ionisierungsraten im stoßbestimmten Wasserstoff in elektrischen Ringfeldern wurde die Ionisierung im starken induzierenden Magnetfeld untersucht. Solche Verhältnisse treten bei der Zündung von Thetapinchentladungen auf. Es wurden Modellvorstellungen entwickelt, die durch abschließende Messungen bestätigt werden konnten.

An der stationären Ringentladung wurde die Impedanz der Spule als Funktion des induzierenden Magnetfeldes gemessen. Es ergab sich ein einfacher funktioneller Zusammenhang, der durch die gemessenen Plasmaeigenschaften begründet wird.

Die Haupttätigkeit der technologischen Gruppe war verknüpft mit der Planung und Vorbereitung des Um- und Ausbaus der 600 kJoule-Hochstromanlage. Zusätzlich wurden die Arbeiten an Druckfunkenstrecken für hohe Spannungen (bis 85 kV) weiter-

geführt mit dem besonderen Ergebnis, daß nunmehr die Parallelschaltung von vielen Funkenstrecken auch ohne Entkopplungsleitung möglich ist.

III. Theoretische Arbeiten und numerische Rechnungen

Die theoretischen Untersuchungen verfolgen, wie in den Vorjahren, die unter I genannten generellen Ziele des Instituts, d.h. die Erforschung der Eigenschaften von Plasmen unter Bedingungen, wie sie für die Erzielung thermonuklearer Reaktionen oder für die Simulation von Vorgängen in der Magnetosphäre erforderlich sind. Fortgesetzt wurden die Untersuchungen zur Struktur nichtlinearer Wellen im Plasma mit Magnetfeld, die Bearbeitung von Fragestellungen zur kinetischen Theorie der elektromagnetischen Strahlung, die Untersuchung von Grenzschichten zwischen stoßfreiem Plasma und Magnetfeld und Untersuchungen zur adiabatischen Invarianz geladener Teilchen. Bei den Wellenproblemen standen Fragen der Beziehung zwischen kinetischer und makroskopischer Beschreibung dieser Wellen im Vordergrund. Die Struktur nichtlinearer Wellen bei Ausbreitung parallel zum Magnetfeld wurde unter Annahme eines endlichen Stoßterms analysiert. Die Struktur der als eben und stationär vorausgesetzten Grenzschicht zwischen Plasma und Magnetfeld wurde für verallgemeinerte Randbedingungen untersucht. Bei endlicher elektrischer Feldstärke im magnetfreien Gebiet ergibt sich eine dem glatten Verlauf der Feldgrößen überlagerte oszillatorische Struktur. In diesen Rechnungen ist die sonst übliche Quasineutralitätsforderung fallengelassen und der relativistische Effekt der Massenveränderlichkeit berücksichtigt.

Die Lösungsmethoden für die Berechnung axialsymmetrischer Magnetfelder wurden hinsichtlich der Genauigkeit der Flußkonstanz verbessert, die Rechenprogramme auf Spulenkörper mit allgemeineren Formen ausgedehnt und im einzelnen geprüft. Mit der Anpassung der Lösungsmethode an den Fall des dreidimensionalen, nichtrotationssymmetrischen Spulenkörpers wurde begonnen. Bei den Untersuchungen zur Dynamik zylindrischer Plasmen wurde neben Fragestellungen bezüglich numerischer

Methoden der Einfluß verschiedener Viskositätsterme auf die Aufheizung behandelt. Die genannten numerischen Rechnungen wurden in Zusammenarbeit mit der Rechengruppe ausgeführt. Daneben führte die Rechengruppe auf der Rechenanlage IBM 1620 des Instituts weitere, für die Auswertung von experimentellen Ergebnissen wesentliche Arbeiten durch.

ARBEITEN DER THEORETISCHEN GRUPPE

Wellen endlicher Amplitude im Plasma mit Magnetfeld (H. Kever).

Frühere Untersuchungen führten zur Herleitung einer Kortweg-de Vries-Gleichung für das Feld hydromagnetischer Wellen in einem thermischen Plasma. Als Ausgangsgleichung diente das System der Maxwell-Vlasov-Gleichungen für ein Zweikomponentenplasma; die Lösungsmethode liefert das Wellenfeld als Entwicklung nach der Wellenstärke. In erster Näherung verhält sich das Plasma wie eine Flüssigkeit mit Dispersion und zeigt in dieser Hinsicht ein mit der Chew-Goldberger-Low-Theorie übereinstimmendes Verhalten. Es ist für das Verständnis der Beziehungen der kinetischen Theorie zur makroskopischen CGL-Theorie von Interesse, welche Gleichungen für den Drucktensor gelten. Die Form dieses Tensors in den verschiedenen Ordnungen folgt ohne nähere Kenntnis der Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen für die Ionen und Elektronen bereits aus den Symmetrieeigenschaften der Verteilungsfunktionen. Zur Bestimmung der Gesetzmäßigkeiten zwischen den Tensorelementen müssen die jeweiligen Momente aus den Verteilungsfunktionen berechnet werden. In erster Ordnung ergibt sich ein Tensor in Diagonalform mit zwei gleichen und einem davon verschiedenen Element entsprechend der Anisotropie der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion für die Plasmateilchen im starken Magnetfeld. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit der CGL-Theorie. Die darin abgeleiteten adiabatischen Gesetze gelten aber nur, wenn sich die Welle senkrecht zum Magnetfeld ausbreitet. Nur in diesem Fall sind die zum Magnetfeld parallelen Komponenten der elektrischen Feldstärke identisch Null. In der CGL-Theorie werden diese Komponenten als allgemein verschwindend vorausgesetzt. Die Diskussion der Lösungen aus den kinetischen Gleichungen zeigt, daß es sich um Vernachlässigungen von Termen der Ordnung des Quotienten aus thermischer und gerichteter Energie handelt.

Beim Übergang zur Wellenausbreitung parallel zum Magnetfeld treten in der bisherigen Theorie unbestimmte Terme auf. Eine genaue Diskussion der Gleichungen zeigt, daß wegen des Fortfalls einer Vorzugsrichtung senkrecht zur Wellenausbreitungsrichtung

die Abhängigkeit der transversalen Magnetfeldkomponente von der Wellenstärke sich ändert. Bereits bei Wellenausbreitung in der Nachbarschaft des longitudinalen Falles bricht das Näherungsverfahren zusammen, weil die Wellengeschwindigkeit schon in der linearen Theorie stark von der Alfvén-Geschwindigkeit abweicht; das Näherungsverfahren setzt die Kleinheit dieser Abweichungen voraus. Die Theorie dieser Wellen weist bereits in der Näherung für das kalte Plasma Besonderheiten auf. Beispielsweise zeigt sich, daß der Magnetfeldvektor gleichmäßig um die Ausbreitungsrichtung rotiert. Bei Annahme einer endlichen Reibung ist die Rotation gedämpft, und die Transversalkomponente des Magnetfeldes nimmt asymptotisch einen von Null verschiedenen Wert an. Diese Verhältnisse wurden für den Fall schwacher Reibung analytisch untersucht. Mit der Untersuchung der Entstehung dieser Wellen, d.h. der Lösung des Anfangswertproblems, wurde begonnen.

Zur kinetischen Theorie von Plasma und elektromagnetischem Feld
(G. Hasselberg).

Ausgangspunkt ist das System der Maxwell-Gleichungen für die fluktuierenden Felder $\vec{E}(\vec{r}, t)$ und $\vec{B}(\vec{r}, t)$, deren Quellen

$$\rho(\vec{r}, t) = \sum_{\mu} q_{\mu} \sum_i^{N_{\mu}} \delta[\vec{r} - \vec{r}_i(t)] \quad \text{und} \quad \vec{j}(\vec{r}, t) = \sum_{\mu} q_{\mu} \sum_i^{N_{\mu}} \vec{r}_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i)$$

durch Lage $\vec{r}_i$ und Bewegung $\vec{r}_i$ der Plasmateilchen bestimmt sind, zusammen mit der Liouville-Gleichung für die Phasenraumdichte

$$F_{\mu}(\vec{r}, \vec{v}, t) = \sum_i^{N_{\mu}} \delta[\vec{r} - \vec{r}_i(t)] \delta[\vec{v} - \vec{v}_i(t)]$$

(Teilchensorte μ)

des Plasmas (1). Sind keine makroskopischen Felder $\langle \vec{E} \rangle$, $\langle \vec{B} \rangle$ vorhanden ($\langle \rangle$ bedeute das Ensemble-Mittel), so setzt sich die gesamte Energie(dichte) des Systems aus der Energie der Feldfluktuationen $\frac{1}{8\pi} (\langle \delta \vec{E} \cdot \delta \vec{E} \rangle + \langle \delta \vec{B} \cdot \delta \vec{B} \rangle)$ und der kinetischen Energie der Teilchen $\sum_{\mu} \frac{1}{2} m_{\mu} \int d^3 v v^2 \langle F_{\mu} \rangle$ zusammen, und es gilt die (aus den Maxwell-Gleichungen folgende) gewohnte Bilanz mit einem Poyntingvektor $\vec{S} = \frac{c}{4\pi} \langle \delta \vec{E} \times \delta \vec{B} \rangle$. Interessiert man sich für Strahlungs-

emission im Plasma, so besteht das Problem darin, aus der Menge kollektiver Mechanismen (Moden), die zu Korrelationen zwischen Feldern und Teilchen führen und deren Energien die obige Bilanz ausmachen, den Anteil auszusondern, der transversalen, elektromagnetischen Wellen entspricht. Hierzu ist die Kenntnis der Korrelationsfunktionen $\langle \delta G \delta G \rangle$ (δG stehe für δF , δE , δB), d.h. ihrer Entwicklung ausgehend von Anfangswerten zur Zeit $t = 0$ und in Abhängigkeit von der Verteilungsfunktion $f = \frac{1}{N} \langle F \rangle$ des Plasmas, erforderlich. Für sie läßt sich ein Gleichungssystem aus den Gleichungen, denen die δG selbst genügen, ableiten, das jedoch 3er-Korrelationen $\langle \delta G \delta G \delta G \rangle$ enthält (Analogie zur BBGKY-Hierarchie). Für das Auftreten der 3er-Korrelationen ist allein die Nichtlinearität der "Bewegungsgleichung" von $\delta F = F - \langle F \rangle$ verantwortlich. Um den Einfluß dieser Nichtlinearitäten zu übersehen, ist es zweckmäßig, die Feldfluktuationen in der Energiebilanz durch ihre Quellen $\delta \rho$, δj (und damit durch δF) auszudrücken, wodurch alle Terme nur noch Teilchenkorrelationen enthalten. Die Teilchenkorrelationen können wegen der Nichtlinearität der Bewegungsgleichung für δF nur in sukzessiven Näherungen bestimmt werden. Die 1. Näherung (1. Ordnung im Plasmaparameter) ergibt sich bei Vernachlässigung der nichtlinearen Terme. Bremsstrahlung, die ein Effekt von 2. Ordnung im Plasmaparameter ist, kann erst bei Berücksichtigung der nichtlinearen Terme, die iterativ aus den Lösungen 1. Ordnung aufgebaut werden können, erwartet werden.

In der Fourier-Laplace-Darstellung der Korrelationen repräsentieren diese Terme die Modenkopplungen. Zur Strahlung tragen dann diejenigen Kopplungen bei, die transversale Wellenmoden erzeugen. Verfolgt man die Herkunft dieser Beiträge, so entsprechen sie gewissen Anteilen der Stromkorrelationen $\langle \delta j \delta j \rangle$. Gelingt es, mittels der Definition des Stromes, $j = \sum_{\mu} q_{\mu} \sum_i \vec{r}_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i)$, die Beziehung zwischen den Teilchenbeschleunigungen $\ddot{\vec{r}}_i$ und diesen für die Strahlung maßgeblichen Anteilen herzustellen, so läßt sich veranschaulichen, wie das kollektive Zusammenwirken der Teilchenbeschleunigungen (im Rahmen der gemachten Näherungen) zur Strahlungsemission führt.

Literatur:

- (1) Y.L. Klimontovich,
Soviet Phys. JETP 6, 753 (1958).

Ebene stationäre Grenzschichten zwischen Plasma und Magnetfeld
(H. Repp).

Ferraro-Rosenbluth-Schicht (1)(2) ist die bekannte Bezeichnung für die mit Hilfe einer Quasineutralitätsannahme berechneten magnetischen und elektrischen Felder in einem Gebiet zwischen einem teilchen- und einem feldfreien Bereich und die Beschreibung der Teilchenbewegung in diesem Zwischengebiet, wenn Elektronen und Ionen sich im feldfreien Raum mit gleicher Dichte und gleicher Geschwindigkeit $\vec{v} = (U, 0, 0)$ senkrecht zum Magnetfeld $\vec{B} = (0, 0, B)$ bewegen.

Die Quasineutralitätsannahme führt für Einschußgeschwindigkeiten $U \ll c \left(\frac{m_0^-}{m_0^+} \right)^{\frac{1}{2}}$, wobei m_0^- und m_0^+ die Elektronen- bzw. Ionenruhemassen sind, zu Lösungen der Maxwell'schen Gleichungen, die mit den Teilchenbewegungen in der Weise verknüpft sind, daß Ionen- und Elektronenumkehrebenen zusammenfallen. Das ist wegen des kleinen Massenverhältnisses $\epsilon = \frac{m_0^-}{m_0^+}$ jedoch nur dann möglich, wenn die Summe der elektrischen und magnetischen Anteile an der x-Komponente der auf die Elektronen wirkenden Lorentzkraft klein gegen die einzelnen Summanden ist. Genauer: In einer Entwicklung nach ϵ verschwinden die Terme erster Ordnung. Diese Tatsache allein liefert schon die quasineutrale Näherung bis auf die Terme 1. Ordnung in ϵ , die aber auch in der quasineutralen Lösung nicht im gesamten Geschwindigkeitsbereich $U \ll c \left(\frac{m_0^-}{m_0^+} \right)^{\frac{1}{2}}$ korrekt sind.

Diese Terme erhält man nur dann richtig, wenn man relativistisch rechnet. Die Annahme einer in positiver Richtung kraftfreien Bewegung der Elektronen gestattet es, die obige Einschränkung für die Einschußgeschwindigkeit U fallenzulassen. Man muß dann aber relativistisch rechnen, selbst wenn die Einschußgeschwindigkeit klassisch ist, denn die y-Komponente der Kraft auf die Elektronen ist um die Ordnung $\frac{1}{\epsilon}$ größer als die x-Komponente, und so werden die Elektronen in y-Richtung auf große Geschwindigkeiten beschleunigt. Für den Fall $U \sim c \left(\frac{m_0^-}{m_0^+} \right)^{\frac{1}{2}}$ erhält man schon in nullter Ordnung relativistische Terme.

Die Lösungen des Problems erfüllen aber nicht die Forderung, daß das System im Großen neutral sein soll. Je größer die Einschußgeschwindigkeit U ist, desto größer ist die Abweichung von der Neutralität. Es besteht aber die Vermutung, daß durch eine geringfügige Änderung der Randbedingungen (bei $x \rightarrow -\infty$) im Großen neutrale Lösungen konstruiert werden können. Läßt man nämlich anstelle des feldfreien Raumes bei $x = -\infty$ longitudinale elektrostatische Schwingungen der Art zu, daß die maximale potentielle Energie der Elektronen verglichen mit der kinetischen Energie von der Ordnung ϵ ist, so erhält man eine größere Separation der Umkehrebenen, zwischen denen bei geeigneter Wahl der Schwingungsamplitude die Überschußladung abgebaut werden kann. Vor den Umkehrebenen bringt die neue Anfangsbedingung nur eine Korrektur der Ordnung ϵ^2 gegenüber der glatten Lösung mit sich. Die hier geäußerte Vermutung wird durch erste Ergebnisse gestützt.

Literatur:

- (1) V.C.A. Ferraro,
J. Geophys. Research 57, 15 (1952).
- (2) R. Garwin und A. Rosenbluth,
Los Alamos Rep. LA-1850 (1957).

Berechnung der Flächenstromdichte auf der Oberfläche eines idealleitenden, nicht-rotationssymmetrischen Spulenkörpers (P. Lauscher).

Der Spulenkörper $\bar{K}$ sei ein zweifach zusammenhängendes Gebiet mit stetig gekrümmter Hülle $\mathcal{K}(\bar{K})$, auf der eine divergenzfreie stationäre Flächenstromdichte $j(\varrho)$ am Orte ϱ der Hülle existiere ($\varrho \in \mathcal{K}(\bar{K})$).

Dann ist

$$4\pi a(\eta) = \int_{\mathcal{K}(\bar{K})} \frac{j(\varrho)}{|\eta - \varrho|} d\mathbf{f}_{\varrho} \quad (1)$$

das am Ort $\eta \notin \bar{K}$ von der Stromdichte $j(\varrho)$ erzeugte Vektorpotential. Das diesem entsprechende magnetische Feld $\mathbf{H}$ im Außenraum ist also

$$4\pi\mathcal{K}(\eta) = 4\pi \operatorname{rot}_{\eta} \alpha(\eta) = \int_{\mathcal{K}(\mathcal{A})} [\mathbf{j}(\eta) \times \operatorname{grad}_{\eta} \frac{1}{|\eta - \zeta|}] d\mathbf{f}_{\eta}. \quad (2)$$

Neben η sei $\zeta \in \mathcal{K}(\mathcal{A})$ ein weiterer Punkt der Hülle. Dann erhält man mit Hilfe der Sprungrelation

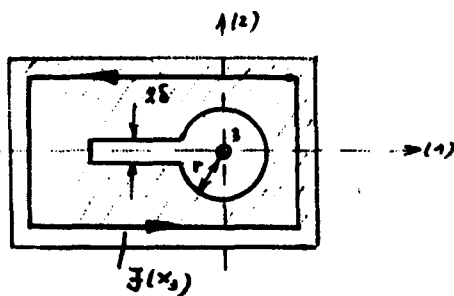
$$\mathcal{K}^+(\zeta) = [\mathbf{j}(\zeta) \times \mathbf{n}(\zeta)], \quad (3)$$

wobei $\mathbf{n}(\zeta)$ die Normale auf $\mathcal{K}(\mathcal{A})$ am Punkte ζ sein soll, die vektorwertige homogene Integralgleichung 2. Art

$$2\pi\mathbf{j}(\zeta) = \oint_{\mathcal{K}(\mathcal{A})} [\mathbf{n}(\zeta) \times [\mathbf{j}(\eta) \times \operatorname{grad}_{\eta} \frac{1}{|\zeta - \eta|}]] d\mathbf{f}_{\eta} \quad (4)$$

für das zu bestimmende Vektorfeld $\mathbf{j}(\zeta)$; dabei ist das Integral rechts als Cauchyscher Hauptwert aufzufassen.

Die Lösung dieses Randwertproblems 2. Art für den Außenraum soll nun näherungsweise bestimmt werden, wenn man den Spulenkörper durch ein in drei Richtungen ausgedehntes Prisma endlicher Länge von in der folgenden Skizze schematisch angedeutetem Querschnitt ersetzt.



Von der Lösung $\mathbf{j}(\zeta)$ dieses Problems kann man also höchstens erwarten, daß sie den tatsächlichen Verhältnissen nur in genügend weitem Abstand von den Kanten gerecht wird. Der Einfluß der Kantenkrümmung wird gesondert betrachtet werden müssen.

Dessen Ausmaß kann funktionentheoretisch mit Hilfe der konformen Abbildungen abgeschätzt werden.

Die verwickelte vektorielle Darstellung (4) wird umgangen, wenn im Innern $\mathcal{A}$ des Spulenkörpers $\bar{\mathcal{A}} = \mathcal{A} + \mathcal{K}(\mathcal{A})$ eine oder mehrere stückweise glatte Stromschleifen $\mathcal{L}_{x_3}$ vorgegeben werden, die den Strom $J(x_3)$ tragen und in der Ebene $x_3 = \text{const}$ liegen. Jede dieser Stromschleifen soll die Bohrung des Spulenkörpers umschließen. Gesucht ist dann eine fiktive magnetische Flächenladungsdichte $\sigma(\zeta)$ auf $\mathcal{K}(\mathcal{A})$, die so zu bestimmen ist, daß die aus (3) resultierende Randbedingung

$$\mathbf{n}(\zeta) \cdot \mathcal{K}^+(\zeta) = 0 \quad (5)$$

für alle regulären Punkte $z \in \mathcal{R}(K)$ erfüllt ist. Mit dem Ansatz

$$\mathcal{L}(\eta) = \operatorname{rot}_{\eta} \alpha_{\gamma}(\eta) - \operatorname{grad}_{\eta} \phi_{\sigma}(\eta), \quad (6)$$

wobei

$$\alpha_{\gamma}(\eta) = \oint_{\mathcal{L}_{x_3}} \frac{J(x_3) d\kappa}{|\eta - \kappa|} = J(x_3) \oint_{\mathcal{L}_{x_3}} \frac{d\kappa}{|\eta - \kappa|} \quad (7)$$

und

$$\phi_{\sigma}(\eta) = \int_{\mathcal{R}(K)} \frac{\sigma(\varrho) df_{\varrho}}{|\eta - \varrho|} \quad (8)$$

sind, erhält man für die fiktive Flächenladungsdichte $\sigma(z)$ die inhomogene Fredholmsche Integralgleichung 2. Art

$$2\pi\sigma(z) - \oint_{\mathcal{R}(K)} \sigma(\varrho) K(z, \varrho) df_{\varrho} = -n(z) \cdot \operatorname{rot}_z \alpha_{\gamma}(z) \quad (9)$$

mit dem singulären Kern

$$K(z, \varrho) = n(z) \cdot \operatorname{grad}_z \frac{1}{|z - \varrho|} = \frac{n(z) \cdot (\varrho - z)}{|\varrho - z|^3}. \quad (10)$$

Das Integral in (9) ist wieder als Cauchyscher Hauptwert aufzufassen.

Die gesuchte Funktion $\sigma(z)$ ist auf jedem der die Hülle bildenden regulären Teilflächen eine Funktion zweier Variablen u und v , und es soll versucht werden, die Integralgleichung (9) näherungsweise mit der von Nyström angegebenen Mittelwertmethode zu lösen. Man erhält dann für die Näherungslösung $\sigma^*(z)$ eine Summenform:

$$\sigma^*(z) = h(z) + \lambda \sum_{\mu=1}^M F_{\mu} K(z, \bar{\varrho}_{\mu}) \varphi_{\mu} \approx \sigma(z), \quad (11)$$

wobei die Punkte $\bar{\varrho}_{\mu}$ die Argumente des Mittelwertes von $\sigma(z)$ auf dem μ -ten Teilintervall f_{μ} bezeichnen, F_{μ} der Flächeninhalt des Teilintervalls f_{μ} ist und die φ_{μ} sich als Lösungen eines Systems von linearen Gleichungen ergeben. Die Funktion $h(z)$ steht für die inhomogene Seite von Gleichung (9).

Literatur:

E.J. Nyström,
Soc. Sci. Fennica, Comment. Physica-Mathematicae 4, Nr. 15
(1927/29).

Arbeiten zur adiabatischen Invarianz und Magnetfeldberechnungen
(L. Janicke).

Die Arbeit über die adiabatische Invarianz des Wirkungsintegrals bei eindimensionalen Feldern wurde abgeschlossen und im Anschluß daran im Einteilchenbild geprüft, ob es beim Thetapinch mit eingeschlossenem antiparallelen Magnetfeld spezifische Beschleunigungsmechanismen gibt. Es zeigte sich, daß bei genügend starker Diffusion der Felder einzelne Elektronengruppen bis auf relativistische Energie beschleunigt werden können, jedoch ist eine Entscheidung, wie weit dieser Mechanismus tatsächlich bedeutungsvoll wird, nur bei detaillierterer Kenntnis des Kompressionsvorganges möglich.

Die Berechnungen des Magnetfeldes rotationssymmetrischer Spulen wurden auf den Fall einer Cusp-Spule mit dreieckigem Querschnitt erweitert; insbesondere wurden Induktivität, Feldlinien und Linien konstanter Feldstärke berechnet. Untersuchungen, die eine höhere Genauigkeit des Verfahrens und der numerischen Rechnungen zum Ziel haben, stehen vor dem Abschluß.

Literatur:

L. Janicke,
KFA-Bericht Jül-384-PP

Numerische Rechnungen zur Dynamik des Thetapinches (A. Kaleck).

Es wurde versucht, die Stoßwellenaufheizung der Ionen, wie sie bei Plasmaexperimenten beobachtet wurde, numerisch zu erfassen.

Berechnungen stationärer Stoßfronten nach der Methode von Probstein (1) und mit Hilfe der instationären Gleichungen als Anfangswertproblem zeigten, daß die stationären Fronten erheblich breiter sind als die des Thetapinches. Die instationären Fronten des Thetapinches haben keine doppelten Strukturen, die man mit einem verfeinerten variablen Ortsnetz erfassen müßte. Daher wird nun ein Programm mit Differentialgleichungen, wie sie von

Roberts und Weiß (2) vorgeschlagen wurden, geschrieben. Diese Gleichungen implizieren die Erhaltung der Teilchenzahl und die der Energie und erzeugen keine numerische Diffusion, so daß man zuverlässige Informationen über die Plasmaenergien erhalten kann.

Literatur:

- (1) M.Y. Jaffrin und R.F. Probst, Physics of Fluids 7, 1658 (1964).
- (2) Roberts und Weiß, "Convective Difference Schemes" Math.of Computation 20, (1966).

Die IBM 1620-Rechenanlage (Th. Martin).

Der weitere Anstieg der Benutzerzahl unserer Rechenanlage machte es erforderlich, die umfangreicheren und rechenintensiveren Programme auf der in Bonn stationierten IBM 7090-Anlage und seit einiger Zeit auch auf der CDC 6400-Anlage in Aachen zu rechnen. Hierzu gehören:

1. Berechnung der Stabilität ebener Systeme.
Dieses Programm ist zu einem Teilabschluß gebracht worden, d.h. für instabiles Verhalten anwendbar.
2. Behandlung des "ebenen Thetapinches" (Roberts-Weißgleichungen).

Ein Teil der Belegungszeit der IBM 1620-Anlage wurde zum Aus-testen und für den Probelauf derjenigen Programme, die auf den obigen Großrechenanlagen gerechnet wurden, verwandt, der Hauptteil der Rechenzeit jedoch zur Durchführung problemgebundener Programme benötigt. Zu diesen von uns erstellten gehören:

1. Behandlung von Grenzsichtproblemen im Plasma (Lösungsmethode unter Berücksichtigung elektrostatischer Schwingungen in der Differentialgleichung).
2. Auswertung von Meßdaten des Thetapinches mit Hilfe der Abel-Umkehrfunktion.

3. Berechnung der Cusp-Spule.

Dieses Programm ist abgeschlossen. Z.Zt. wird nach einer Methode zur noch genaueren Lösung gesucht.

4. Berechnung von Potentialkurven zur Ermittlung von Teilchenbewegungen im Thetapinch.
5. Für Untersuchungen an Ringentladungen
 - a) Berechnungen der Stromdichteverteilung, des radialen Verlaufs der elektrischen Feldstärke, der komplexen Leitfähigkeit und der Leistungsdichte,
 - b) Berechnung des radialen Verlaufs verschiedener Größen,
 - c) numerische Berechnung des Feldverlaufs (analytische Approximation).
6. Ermittlung der Öffnungsgrenzen eines Trochoidspektrometers.
7. Behandlung eines Kolbenmodells für den Wanderwellenbeschleuniger.
8. Berechnung der Leitfähigkeit für den Argongas-MHD-Kanal
 - a) nach der Methode von Hurwitz und Kilb,
 - b) nach der Methode von Celinski und Fischer.

Ferner wurden für die Programmbibliothek noch folgende Unterprogramme erstellt:

1. Unterprogramm zur Integration einer Differentialgleichung nach dem Richardson-Algorithmus.
2. Plot-Unterprogramm zur Normierung und Ausgabe von Steuer- und Textkarten mit Hilfe des Plattenspeichers IBM 1311.

EXPERIMENTE ZUR ERZEUGUNG VON HOCHTEMPERATURPLASMEN

Untersuchungen über geschlossene Feldkonfigurationen an einem 600 kJoule-Kompressionsexperiment (L. Könen, P. Noll, K. Sugita und H. Witulski).

Die Arbeiten am 600 kJoule-Experiment sind ausgerichtet auf die Frage, ob die axialen Teilchenverluste im linearen Thetapinch durch Herstellung einer geschlossenen Feldkonfiguration mit Hilfe eines überlagerten Gegenfeldes vermindert werden können. Eine einfache Grundform dieser Konfiguration ist ein durch das Spulenfeld zusammengedrückter Plasmatorus. Falls keine Instabilitäten auftreten, ist die Einschlußzeit durch Teilchen- und Felddiffusion bestimmt. Sobald das eingeschlossene antiparallele Feld abgebaut ist, kann das Plasma ungehindert axial ausfließen. Die Konfiguration kann rasch zerstört werden, beispielsweise durch Flute-Instabilitäten, die man an den Enden des Plasma-schlauches wegen der dort vorhandenen starken Feldkrümmung erwarten kann, sowie durch "Tearing-mode"-Widerstandsinstabilitäten. Eine völlig zuverlässige Aussage über die Stabilität ist bisher aufgrund experimenteller [z.B. (1) bis (9)] und theoretischer Arbeiten [z.B. (10) und (11)] offenbar noch nicht möglich.

Wir versuchten, in möglichst thermischen Plasmen (Dichte etwa 10^{17} cm^{-3} , Temperatur 0,1 bis 1 keV) das zeitliche Abklingen des eingeschlossenen antiparallelen Flusses und damit die Lebensdauer der geschlossenen Feldkonfiguration zu verfolgen. Die Dichte- und Feldverteilung wurde an verschiedenen Stellen der Achse (Abb. 1) mit Drehspiegel- und Fernsehkameraaufnahmen in seitlicher Richtung sowie mit kompensierten Magnetfeldschleifen untersucht. Es war wichtig, an mehreren Stellen gleichzeitig zu messen, weil die einzelnen Entladungen bisher teilweise unterschiedlich verliefen. Die Drehspiegelaufnahmen wurden mit einer Fischer-Lampe über ein Stufenfilter kalibriert. Bei Annahme einer über den Plasmaquerschnitt konstanten Temperatur ergibt sich aus dem Kontinuumstrahlungsprofil das lokale Dichteprofil.

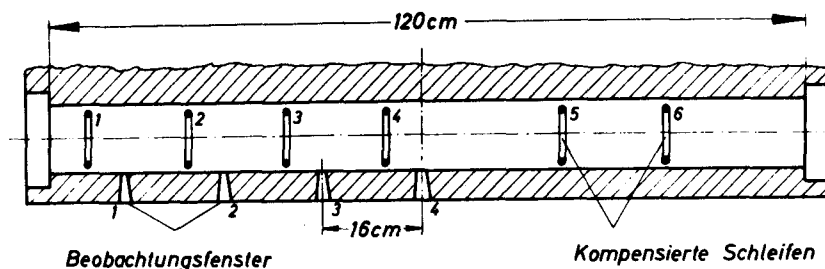


Abb. 1

Kompressionsspule (Durchmesser 10,5 cm)
mit Fenstern und kompenzierten Magnetfeldschleifen.

Mit der für die Plasmadiagnostik modifizierten Fernsehkamera (12) werden Strahlungsprofile unmittelbar ohne Linearitätsfehler gemessen. Die radiale Feldverteilung und der eingeschlossene antiparallele Fluß folgen eindeutig aus den Dichteprofilen, wenn diese ein Minimum zeigen. Besitzen diese Profile keine Einsattelung, ist das Feld auf der Achse dem äußeren Feld parallel oder gleich Null. Die Auflösung der geschlossenen Feldkonfiguration kann also aus der Änderung der Dichteprofile abgelesen werden. Zur Ergänzung wurde mit den kompenzierten Feldschleifen der Diamagnetismus zusammen mit dem eingefrorenen Fluß, gemittelt über eine axiale Länge von etwa einem Spulendurchmesser, bestimmt.

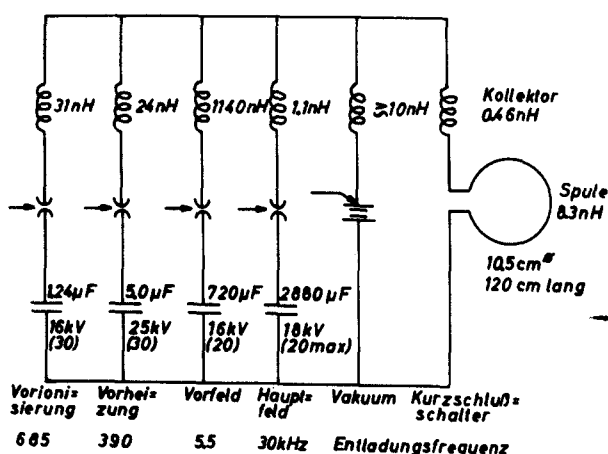


Abb. 2

Ersatzschaltbild der Entladekreise. Spuleninduktivität ohne Endkorrektur 9,0 nH. Die Entladefrequenzen für die Vorionisierung und die Vorheizung sind durch Kabel- und Kollektorkapazitäten modifiziert.

Das Plasma mit der geschlossenen Feldkonfiguration wurde durch eine Folge von Kondensatorentladungen erzeugt (Abb. 2). Deuterium von 50 und 80 mTorr Anfangsdruck (gelegentlich auch 30 und 100 mTorr) wurde gewöhnlich erst vorionisiert, 50 µsec später mit einem langsam ansteigenden Magnetfeld gemischt und nach weiteren 2 µsec vorgeheizt. Die Hauptentladung erfolgte in vielen Fällen etwa 20 µsec nach dem Einschalten des Gegenfeldes. Zur Schonung

des Quarzrohres und der Endfenster konnte das Durchschwingen nach der ersten Halbwelle mit einem Vakuumkurzschlußschalter stark gedämpft werden. Eine wesentliche Verlängerung der Halteperiode sowie ein störungsfreier Betrieb mit der gesamten Batterie (600 kJoule) waren mit diesem Schalter jedoch nicht möglich. Deshalb wurden die meisten Entladungen bei 120 und 240 kJoule ausgeführt, d.h. mit einem Viertel oder der Hälfte der Batterie bei einer Spannung von 18 kV.

Während der Feldumpolung zu Beginn der Hauptentladung explodiert das vorgeheizte Plasma. Bei Berührung mit der Wand geht ein Teil des anfangs eingeschlossenen antiparallelen Flusses verloren, und gleichzeitig wird das Plasma verunreinigt. Damit keine wesentliche Wandberührung auftritt, sollte es kurz vor der Hauptentladung um einen Betrag δR von der Wand entfernt sein, für den sich nach $\delta R \gtrsim RB_0^2(\dot{B}^2 N \cdot m_1)^{-1/2}$ aufgrund der typischen Versuchsbedingungen (Anfangsdruck 50 mTorr D_2 , Rohrradius $R = 4,5$ cm, Liniendichte $N = 2,1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$, Elektronentemperatur 2,5 bis 3 eV, Vorfeld $B_0 = -1,9$ kGauß, Feldanstieg $\dot{B} = 1,1 \cdot 10^{10}$ Gauß/sec

bei 120 kJoule) ein Wert von 1,8 cm ergibt (13). "Side-on"-Messungen des Strahlungsprofils bei 4500 Å mit einer Fernsehkamera sowie Bestimmung der integrierten Elektronendichte in axialer Richtung mit einem Michelson-Interferometer (Abb. 3) deuten an, daß das Plasma unter den obigen Bedingungen durch das ansteigende Gegenfeld zur Rohrmitte gedrängt wird, aber noch nicht in wünschenswerter Weise von der Wand getrennt ist.

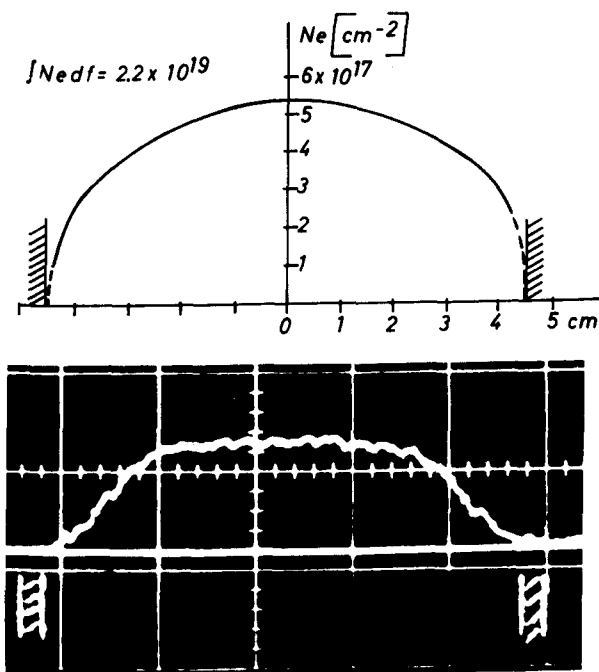


Abb. 3

Axiales Elektronen-Dichteprofil und seitliches Strahlungsprofil des vorgeheizten Plasmas bei 50 mTorr Deuterium. Anfangsteilchenzahl innerhalb der Spule ($l = 120$ cm) $2,5 \cdot 10^{19}$.

Die Abbildungen 4 und 5 zeigen Drehspiegelaufnahmen und Schleifensignale der ersten

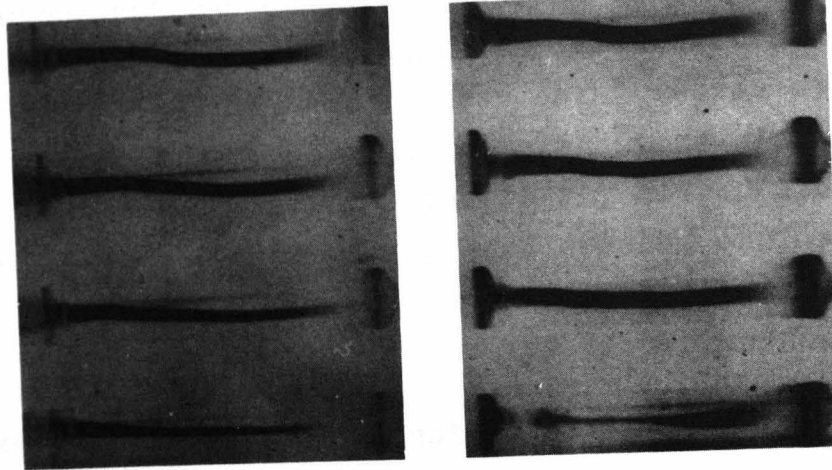


Abb. 4

Drehspiegelaufnahmen der 1. Halbwelle von Entladungen in 50 mTorr D_2 bei 120 kJoule. Links ohne und rechts mit einem Vorfeld von $B_0 = -1,9$ kGauß. Reihenfolge der Fenster 1 bis 4 von unten nach oben.

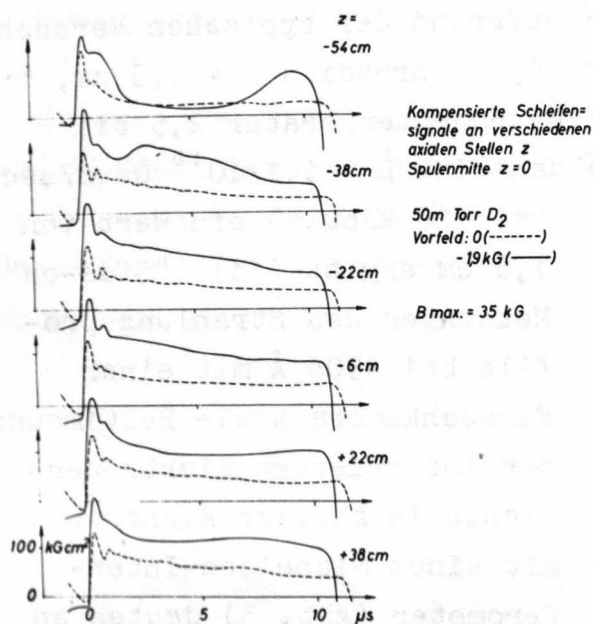


Abb. 5

Halbwelle von Entladungen in 50 mTorr Deuterium (120 kJoule, $B_{max} = 35$ kGauß, Halbperiodendauer mit Kurzschluß im Strommaximum etwa 11 μ sec). Ohne Vorfeld ist die Elektronentemperatur, bestimmt nach der Folienabsorptionsmethode, etwa 100 eV. Die Verunreinigung durch Sauerstoff beträgt etwa 0,3%. Zum Spulenende hin nehmen der Plasmadurchmesser und der Diamagnetismus (Fenster 1, Schleife 1) infolge

der Ausflußverluste stetig ab. Mit antiparallelem Feld ist die Elektronentemperatur etwa 250 eV und der Sauerstoffgehalt ca. 1%. Der Plasmadurchmesser und die Schleifensignale sind größer als in der Entladung ohne Gegenfeld und fallen zum Spulenende hin steil ab. Durch die Wirkung der geschlossenen Feldstruktur, welche zunächst nicht in axialem Gleichgewicht steht, zieht sich das Plasma anfangs mit einer Geschwindigkeit von der Größenordnung der Alfvén- bzw. der Schallgeschwindigkeit ($\approx 10^7$ cm/sec) axial bis auf eine Länge von etwa 80 cm zusammen. Gegen Ende der Entladung expandiert das Plasma wieder, vermutlich im Zu-

sammenhang mit einer leichten Einschnürung zwischen den Fenstern 1 und 2, welche man aus dem vergleichsweise stärkeren Signalabfall der zwischen diesen Fenstern liegenden Schleife 2 ($Z = -38$ cm) erkennen kann. Für Entladungen mit starken axialen Gradienten waren eine zuverlässige Bestimmung der axialen Verteilung von Plasmadurchmesser und Diamagnetismus und hieraus eine Analyse axialer Wellen bisher nicht möglich, weil die Meßstellen zu weit auseinanderliegen.

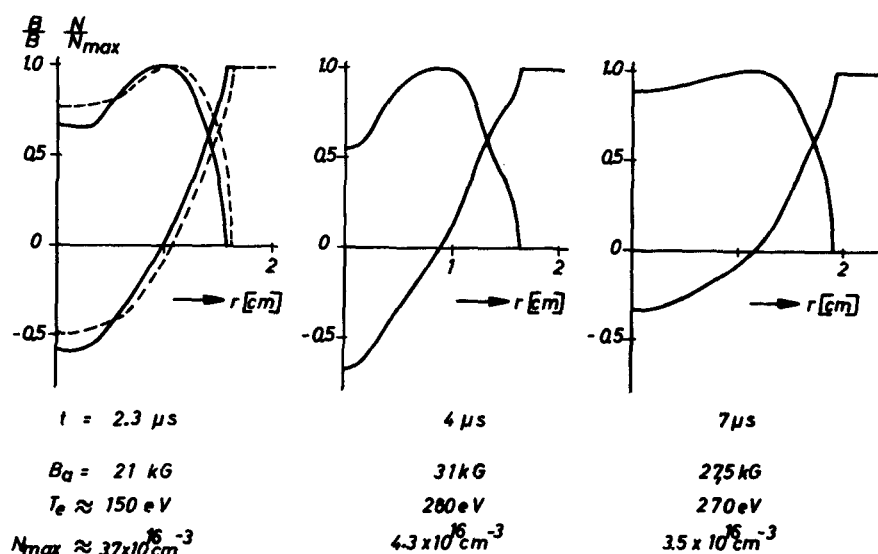


Abb. 6
Dichte- und Feldprofile aus Drehspiegel-
(—) und Fernsehkameraaufnahmen (----).
Anfangsdruck: 50 mTorr Deuterium.

Abb. 6 zeigt Dichte- und Feldprofile aus Drehspiegel- und Fernsehkameraaufnahmen einer Entladung ohne Vorionisierung, aber im übrigen bei gleichen Bedingungen wie in Abb. 4 und 5. Die zugehörigen Meßgrößen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Ohne Vorionisierung steht das Anfangsplasma in stärkerem Kontakt mit der Wand als mit Vorionisierung, und während der Hauptentladung treten größere Schwankungen längs der Plasmasäule auf. Das wesentliche Ergebnis ist: In der Mitte des Plasmas (Fenster 3 und 4) ist noch über das Kompressionsmaximum hinaus ein eingefrorener antiparalleler Fluß vorhanden, dessen Abklingzeit im Rahmen der Meßgenauigkeit $\geq 10 \mu\text{sec}$ ist. Vor der Kompression beträgt der Fluß im Plasma etwa $90 \text{ kGauß} \cdot \text{cm}^2$. Der größte Teil davon geht während der Feldumkehrung und der Implosion bis zur adiabatischen Kompression verloren.

=====										
Zeit [μsec]		2,3			4			7		
Fenster- bzw. Schleifen-Nr.		2	3	4	2	3	4	2	3	4
=====										
Δ φ [kGauß ·cm ²]	Schl.	126	105	160	130	122	135	24	193	161
	D.S.	113	130	133	142	160	179	89	188	240
	F.S.	-	119	152	-	-	-	-	-	-
φ ₋ [kGauß ·cm ²]	D.S.	5	14	19	9	16	20	5	13	19
	F.S.	-	15	21	-	-	-	-	-	-
B ₁ /B _a	D.S.	0,26	0,43	0,57	0,45	0,51	0,67	0,36	0,42	0,35
	F.S.	-	0,54	0,49	-	-	-	-	-	-
=====										

$\Delta \phi$ = Summe aus Diamagnetismus und eingeschlossenem antiparallelem Fluß aus kompensierten Schleifenmessungen (Schl.), Drehspiegel- (D.S.) und Fernsehameraaufnahmen (F.S.).

ϕ_- = eingeschlossener antiparalleler Fluß.

B_1/B_a = Verhältnis des Feldes auf der Achse zum äußeren Feld.

Falls keine Instabilitäten auftreten, sollte die Lebensdauer des antiparallelen Flusses aufgrund von Felddiffusion von der Größenordnung $(B_1/B_a)4\pi r^2/(2,405^2 \cdot \eta) \approx 100 \mu\text{sec}$ sein (Plasmaradius $r \approx 1,5 \text{ cm}$, η = spez. Widerstand). Nach einem einfachen Modell ohne Berücksichtigung von Energieverlusten ist diese Zeit unabhängig von der adiabatischen Kompression mit $\gamma = 5/3$. Andererseits ist die minimale Anwachszeit von "Tearing-mode"-Widerstandsinstabilitäten (10) in einer ebenen Plasmaschicht der Dicke a von der Größenordnung $(t_R t_H)^{1/2}$ ($t_R = 4\pi a^2/\eta$ = resistive Diffusionszeit, $t_H = a(4\pi\rho)^{1/2}/B$ = hydromagnetische Durchquerungszeit). Ohne Berücksichtigung der Zylindergeometrie wäre für die experimentellen Bedingungen ($a \approx 0,5 \text{ cm}$) eine Anwachszeit von weniger als $2 \mu\text{sec}$ zu erwarten. Die Beobachtungen lassen sich also besser mit resistiver Diffusion vereinbaren.

Bei 80 mTorr Anfangsdruck ist das vorgeheizte Plasma in noch stärkerem Kontakt mit der Wand als bei 50 mTorr. Etwa $2 \mu\text{sec}$

nach Beginn der Kompression treten gleichzeitig an allen Fenstern kurzdauernde Einschnürungen auf, die vermutlich auf die Wirkung von Feldinhomogenitäten an den Fensterspalten auf das vorgeheizte Plasma zurückzuführen sind. Später läßt sich kein antiparalleler Fluß mehr einwandfrei nachweisen.

Entladungen bei 240 und 480 kJoule verlaufen ähnlich wie bei 120 kJoule. Die Elektronentemperatur steigt teilweise bis auf 500 eV an. Bei 480 kJoule werden nach dem Kompressionsmaximum Plasmarotationen sichtbar.

Für künftige Untersuchungen ist eine bessere axiale Auflösung durch engeren Fenster- und Schleifenabstand vorgesehen. Durch Verkleinern der Fensterspalte soll die vermutete Wirkung von Feldstörungen auf das Einsetzen von Plasmaeinschnürungen verringert werden. Nach dem Ausbau der Batterie auf einen Energieinhalt von 1,2 MJoule ermöglicht ein niederinduktives Kurzschließersystem eine wesentliche Verlängerung der Kompressionszeit. Der Zerfall der geschlossenen Feldkonfiguration kann dann länger verfolgt werden.

Literatur:

- (1) A.C. Kolb u.a.,
Phys. Rev. Letters 3, 5 (1959).
- (2) E.M. Little u.a.,
Phys. Fluids 4, 711 (1961).
- (3) H.A.B. Bodin u.a.,
Nucl. Fusion 1962 Suppl., Pt. 2, 511 und 521.
- (4) a) H.L. Jordan, b) E. Hintz, c) P. Bogen u.a.,
Nucl. Fusion 1962 Suppl., Pt. 2, 589 - 611.
- (5) H.A.B. Bodin,
Nucl. Fusion 3, 215 (1963).
- (6) P. Bogen u.a.,
Nucl. Fusion 4, 131 (1964).
- (7) A. Eberhagen u.a.,
Nucl. Fusion 4, 296 (1964).
- (8) M. Keilhacker,
Nucl. Fusion 4, 287 (1964).
- (9) A.C. Kolb u.a.,
Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research,
Vol. I, 261 (1966).

- (10) H.P. Furth u.a.,
Phys. Fluids 6, 459 (1963).
- (11) J.L. Johnson u.a.,
Phys. Fluids 6, 1169 (1963).
- (12) W. Hopmann,
KFA-Bericht Jül-290-PP (1966).
- (13) T.S. Green u.a.,
Phys. Fluids 9, 1386 (1966).

Experimente zur Erzeugung eines Plasmas in Cusp-Geometrie
(H.J. Belitz und E. Kugler).

Nachdem frühere Experimente gezeigt hatten, daß die Vorheizung, die Verwendung eines antiparallelen magnetischen Biasfeldes und die zeitgerechte Zündung der Hauptentladung einen großen Einfluß auf die Eigenschaften des in Cusp-Geometrie komprimierten Plasmas haben (1), wurde nun eine quantitative Bestimmung der Plasma-parameter versucht. Es gelang, Elektronendichte und Elektronen- und Iontemperatur, z.T. als Funktion von Ort und Zeit, während der ersten Halbperiode der Hauptentladung zu messen. So konnten erste Abschätzungen über die Größe eingefangener Magnetfelder gemacht werden. Die Verwendung eines sehr einfachen Crowbar-systems ermöglichte orientierende Messungen der Plasmaverluste (2)(3).

Zur Bestimmung der Elektronendichte wurde die Absolutintensität der Kontinuumsstrahlung bei 4976 und 5500 Å gemessen (4). Der Plasmadurchmesser konnte photometrisch mit Hilfe eines Bildwandlers sehr genau ermittelt werden (5)(6).

Abb. 1 zeigt den zeitlichen Verlauf der Elektronendichte $n_e(t)$ und des äußeren Magnetfeldes $B(t)$. Beide Kurven wurden so normiert, daß die maximalen Amplituden gleich sind. Wie man sieht, sind in allen drei Fällen der zeitliche Verlauf und die Maximalwerte der Elektronendichte annähernd gleich. Tatsächlich haben das antiparallele magnetische Biasfeld und der Zeitabstand Δt

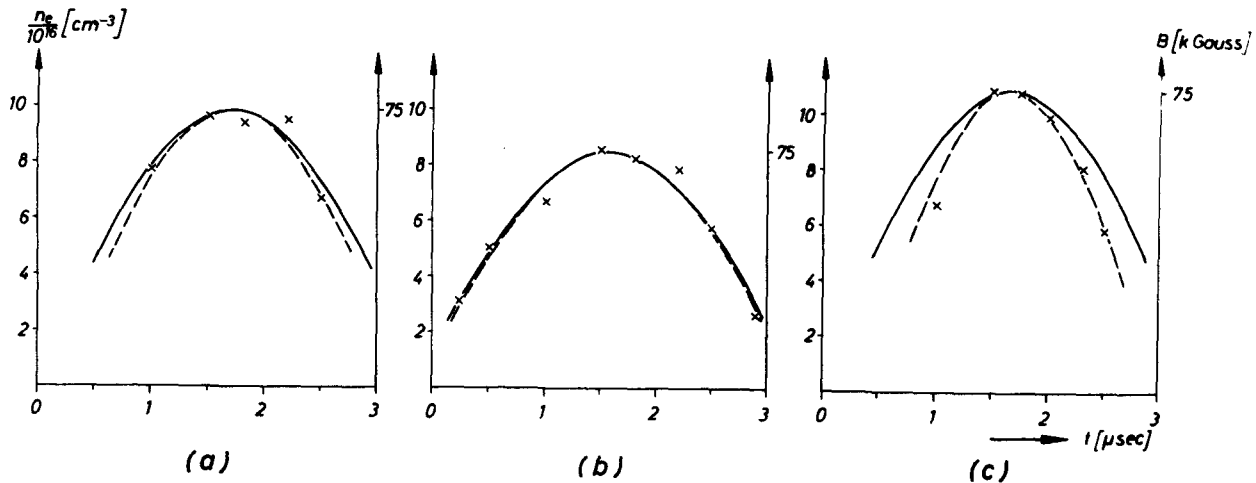


Abb. 1

Elektronendichte und Magnetfeld während
der ersten Halbperiode der Hauptentladung.

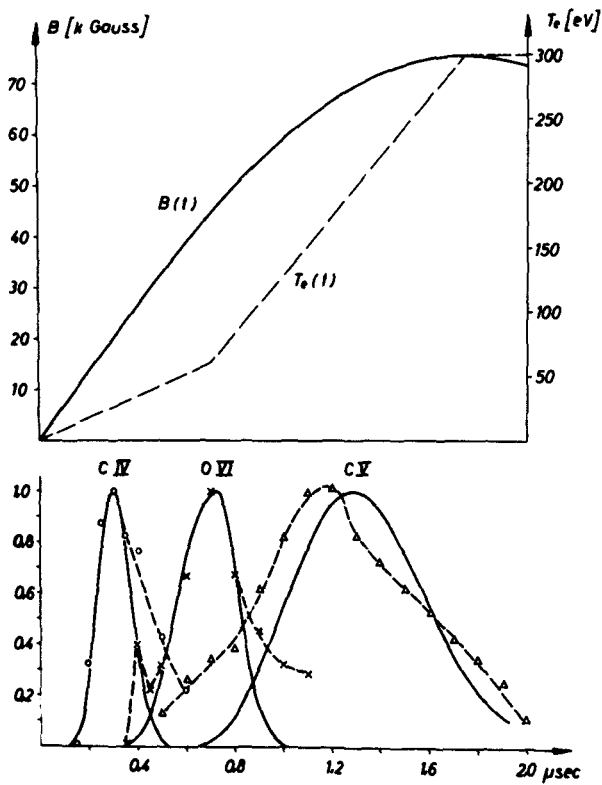
$n_e(t)$ x---x, $B(t)$ ———.

	(a)	(b)	(c)	
Bias-Feld:	0	1,5	1,5	kGauß
Δt :	2,0	2,0	1,5	μsec

zwischen dem Zünden der Vorheizung und der Hauptentladung weniger Einfluß auf die Elektronendichte als auf die Elektronentemperatur.

Die Elektronentemperatur wurde aus dem Auftreten der Linien von Fremdelementen (C IV, C V, O V und O VI) abgeschätzt. Nach der stationären Corona-Gleichung folgt aus dem Erscheinen der C V-Linie eine Elektronentemperatur von 70 bis 100 eV. Da es fraglich erschien, ob die Bedingungen für diese Gleichung erfüllt sind, wurden wie bei Goldman und Kilb (7) die entsprechenden zeitabhängigen Gleichungen verwendet. Man erkennt aus dem in Abb. 2 dargestellten Beispiel, daß höhere Elektronentemperaturen angenommen werden müssen, um Übereinstimmung zwischen den experimentellen Ergebnissen und den Rechnungen zu erreichen. Die wirklichen Temperaturen dürften niedriger liegen [s. (7)] und etwa maximal 150 bis 200 eV betragen. Bei dem angeführten Beispiel wurde ein Biasfeld verwendet; ohne dieses Feld ist die Temperatur niedriger, denn die C V-Linie wird nicht beobachtet.

Es wurde ferner versucht, die Ionentemperatur aus der Verbreiterung der C V-Linie (2271 Å) zu bestimmen [s. (8) und Abb. 3]. Im Gegensatz zur Elektronentemperatur nimmt sie während der



a) Magnetfeld $B(t)$ in der Ringcusp und Elektronentemperatur $T_e(t)$ während der ersten Viertelperiode der Hauptentladung ($p_0 = 0,15$ Torr, antiparalleles Biasfeld: 1,5 kGauß).

b) Zeitliches Auftreten der C IV-, O VI- und C V-Linien. Vergleich zwischen den berechneten Kurven und den experimentellen Werten.

— berechnete Kurven,
 o----o C IV (2524 Å) -Linie,
 x----x O VI (3811 Å) -Linie,
 Δ----Δ C V (2271 Å) -Linie.

Abb. 2

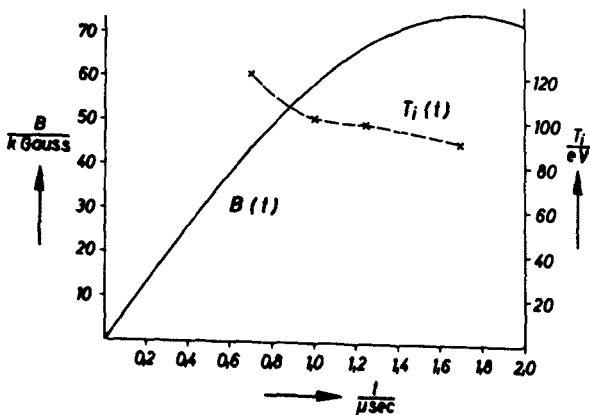


Abb 3

Magnetfeld $B(t)$ in der Ringcusp und Ionentemperatur $T_i(t)$ während der ersten Viertelperiode der Hauptentladung.

ersten Halbperiode der Kompression ab. Untersuchungen über den Einfluß von Biasfeld und Steuerprogramm für die Zündung von Vorheiz- und Hauptentladung stehen noch aus.

Erste Abschätzungen über die Größe möglicher innerer Magnetfelder führten zu dem Schluß, daß in der Zeit zwischen dem Auftreten der C V-Linie und dem Maximum der Kompression,

d.h. zwischen 1,2 und 1,75 μsec nach dem Zünden der Hauptentladung, das Plasma nahezu magnetfeldfrei ist ($\beta \approx 1$). Z.B. ergibt sich mit $T_e = T_i = 150$ eV, einer Elektronendichte von $8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $B = 30$ kGauß für einen beobachteten Plasmaradius von 2,5 cm: $n \cdot kT = 39 \cdot 10^6$ erg und $B^2/8\pi = 35,6 \cdot 10^6$ erg.

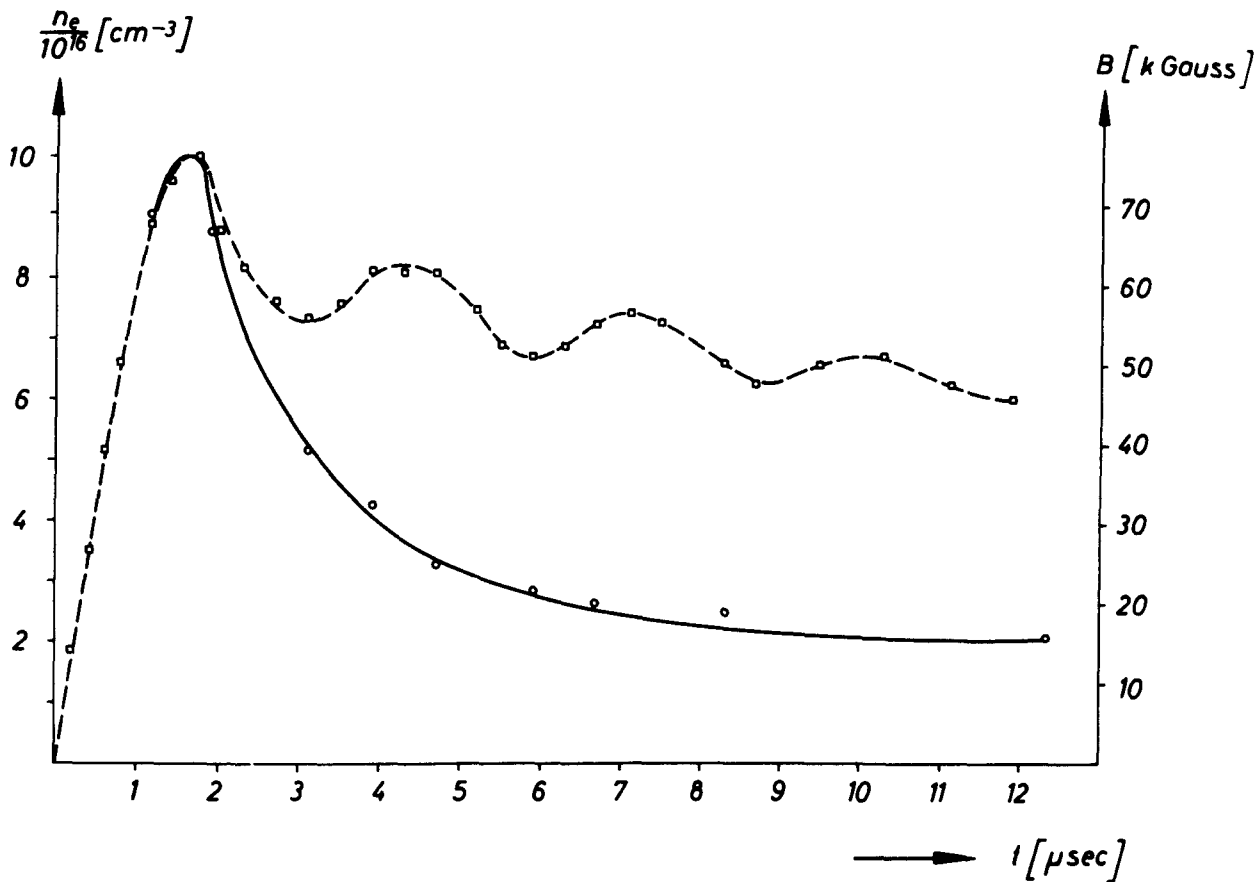


Abb. 4

Abnahme der Elektronendichte und des Magnetfeldes
nach dem Kurzschließen der Crowbar-Schalter.

o—o Elektronendichte n_e ,
□----□ Magnetfeld B.

Unter Verwendung eines einfachen Crowbar-Systems (9) ist es möglich, den Einschluß eines Plasmas in Cusp-Geometrie auf mehr als 10 μsec Dauer auszudehnen (Abb. 4). Nach 12 μsec hat dieses Plasma noch eine Elektronendichte von etwa $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Allerdings ist es z.Zt. nicht möglich, nach dem Maximum der Kompression die Elektronen- oder Ionentemperatur zu bestimmen, da Linien von Fremdelementen nicht mehr beobachtet werden. Daher erlauben diese Messungen noch keinen Schluß auf die Haltezeit oder auf den Verlustmechanismus.

Literatur:

- (1) H.J. Belitz und E. Kugler,
KFA-Bericht Jül-339-PP.
- (2) H.J. Belitz und E. Kugler,
Investigation on the Compression and the Containment of a
Plasma in Cusp Geometry.
First European Conf. on controlled Fusion and Plasma Physics,
Munich 1966.

- (3) H.J. Belitz und E. Kugler,
Plasma Behaviour in a Spindle-Cusp Compression Experiment.
Tagung der Americ. Phys. Soc., Div. Plasma Phys.,
Boston 1966.
- (4) P. Bogen und J. Schlüter,
Comptes Rendus de la VIe Conférence Internationale sur les
Phénomènes dans les Gaz, Paris 1963, p. 561.
- (5) W. Hopmann,
KFA-Bericht Jül-290-PP.
- (6) W. Hopmann und G. Waidmann,
Z. Angew. Phys. 21, 480 (1966).
- (7) L.M. Goldman und R.W. Kilb,
Plasma Physics (Journ. of Nucl. Energy, Part C) 6, 217 (1964).
- (8) P. Bogen und J. Schlüter,
Nuclear Fusion 5, 251 (1965).
- (9) KFA-Bericht Jül-381-PP.

ERZEUGUNG VON HÖCHSTTEMPERATURPLASMEN

Experimente zur Untersuchung der Struktur von Stoßwellen in stoßfreien Plasmen (E. Hintz).

Um den Bereich der möglichen Untersuchungen noch weiter auszu-
dehnen, wurden am experimentellen Aufbau zum Studium der Struktur
von Stoßwellen in stoßfreien Plasmen ¹⁾ einige Verbesserungen
vorgenommen:

1. Die Funkenstrecke zur Einschaltung des langsamen Magnet-
feldes wurde so abgeändert, daß Arbeitsspannungen zwischen
1,5 und 15 kV, was Anfangsmagnetfeldern von 0,1 bis 1 kGauß
entspricht, stufenlos geschaltet werden können.
2. Die Batterie zur Erzeugung des langsamen Magnetfeldes er-
hielt einen "Crowbar"-Schalter. Damit schwingt das Feld
nicht mehr durch. Die Abklingzeit beträgt etwa 100 μ sec.
3. Die Vorheizbatterie wurde mit einer Kurzschließer-Funken-
strecke und einem variablen Widerstand versehen, so daß
ihre Felder zu einem vorwählbaren Zeitpunkt mit einer Ab-
klingzeit von 1 μ sec zum Verschwinden gebracht werden
können.

Damit sind jetzt Untersuchungen zur Struktur von Stoßwellen und
von Magnetfeld-Plasma-Grenzschichten bei in weiten Grenzen
variablen $\beta_0 = n_0 k T_0 / B_0^2 / 8\pi$ und variabler Teilchendichte n_0 mög-
lich.

Als Vorbereitung für diese Arbeiten wurde die Elektronendichte
als Funktion des Radius und der Zeit bei verschiedenem β_0 mit
der speziell für diesen Zweck entwickelten Mikrowellensonde
(s. Bericht Hartwig) gemessen. Für β_0 zwischen 0,05 und 0,1
kann die Anfangsdichte von $3 \cdot 10^{13}$ bis $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ variiert wer-
den. In diesem Parameterbereich wurden Stoßwellen erzeugt und

¹⁾ S. auch Arbeitsberichte für das Jahr 1965,
Jül-381-PP, S. 36.

deren Struktur mit Hilfe einer Magnetfeldsonde (Außendurchmesser etwa 1 mm, Grenzfrequenz ca. 50 MHz) untersucht. Damit werden nun zwei Ziele verfolgt:

Erstens wird angestrebt, einen Überblick über die makroskopischen Erscheinungsformen der Stoßwellen bei einerseits verschiedenen Alfvén-Machzahlen M_A und andererseits sich änderndem Winkel θ zwischen Anfangsmagnetfeld und Wellenfront zu gewinnen und die Anwendbarkeit der verschiedenen theoretischen Modelle zu prüfen.

Die Theorie sagt voraus, daß es kritische Machzahlen und einen kritischen Winkel gibt, bei denen die Struktur der Stoßwelle sich ändern und eine neue charakteristische Länge diese Struktur bestimmen sollte. Die kritischen Alfvén-Machzahlen sollen ungefähr bei 1,3 und 2,5, der kritische Winkel bei $(m_e/m_i)^{1/2}$ liegen. Die Vorhersagen der Theorie sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt:

Größe der kritischen Parameter	In der Stoßwelle auftretende Wellenlänge λ oder — bei aperiodischer Struktur — Stoßwellendicke Δ
$(m_e/m_i)^{1/2} < \theta \ll 1$	$\lambda \sim \frac{c}{\Omega_p} \theta$
$\theta < (m_e/m_i)^{1/2} \begin{cases} M_A < 1,3 \\ 1,3 < M_A < 2,5 \\ 2,5 < M_A \end{cases}$	$\lambda \sim \frac{c}{\omega_p}$ $\lambda \sim \Delta = \frac{c^2}{\omega_p^2} \frac{v_{eff}}{U_V}$ Δ -Doppelstruktur, $\Delta = \frac{c}{\Omega_p}$

m_e und m_i = Elektronen- bzw. Ionenmasse,

$\omega_p = (4\pi n_e^2/m_e)^{1/2}$ = Elektronenplasmafrequenz,

$\Omega_p = (4\pi n_i^2/m_i)^{1/2}$ = Ionenplasmafrequenz,

v_{eff} = effektive Elektronen-Ionenstoßfrequenz,

U_V = Stoßwellengeschwindigkeit.

Durch Messung von radialen Magnetfeldverteilungen wurden tatsächlich Stoßwellen mit den vorhergesagten Strukturen beobachtet. Die Parameter konnten jedoch nicht fein genug variiert werden, um auch die kritischen Parameter zu bestimmen.

Schräge Stoßwellen konnten erzeugt werden, weil die Stoßwellenfront in der beschriebenen Thetapinchanordnung genügend weit außerhalb der Mittelebene einen Winkel mit dem etwas gekrümmten Anfangsfeld bildet.

Im Falle der senkrechten Stoßwelle [$\theta < (m_e/m_i)^{1/2}$] kann man bei einer Alfvén-Machzahl zwischen 1,3 und 2,5 aus der Stoßwellendicke die effektive Stoßfrequenz berechnen. Diese ergibt sich zu $\nu_{eff} \sim \frac{1}{3} \Omega_p$. Damit ist die effektive Leitfähigkeit der Elektronen mehr als 100mal kleiner als die sogenannte Spitzersche Leitfähigkeit, und die Erwartung, daß Dissipation aufgrund kollektiver Wechselwirkung auftritt, scheint bestätigt.

Für diesen letzten Fall — aber auch für alle anderen Stoßwellentypen — ist es jetzt von größter Bedeutung, mehr über die innere Struktur der Stoßwelle, vor allem über Ionen- und Elektronentemperaturen, zu erfahren. Damit ist auch das zweite Ziel unserer Untersuchungen genannt. Es ist beabsichtigt, in diesem Zusammenhang als erstes die Elektronentemperatur mit Hilfe der Streuung von Licht am Plasma der Stoßwelle zu bestimmen. Hierzu steht ein Riesenpuls-Laser zur Verfügung, und eine Meßanordnung zum Nachweis der gestreuten Laserlinie ist im Aufbau. Da im Falle einer stationären Stoßwelle der Gesamtdruck im Verdichtungsstoß bekannt ist, kann man bei Kenntnis von T_e auch gewisse Schlüsse auf T_i ziehen.

Aus den Streumessungen wird man ebenfalls die Driftgeschwindigkeit der Elektronen direkt entnehmen können. Es ist beabsichtigt, besonderen Nachdruck auf die Untersuchung von Stoßwellen zu legen, bei denen eine Dissipation aufgrund von kollektiver Wechselwirkung zu erwarten ist [$\theta < (m_e/m_i)^{1/2}$; $M_A \sim 2$ bis 2,5]. In diesem Zusammenhang wurden Vorbereitungen getroffen, die Fluktuationsamplituden des Magnetfeldes bis hinauf zu sehr hohen Frequenzen (150 MHz) zu messen.

ARBEITEN ZUR PLASMADIAGNOSTIK

Parameter-Studie über die Aufheizung des Plasmas in einem Thetapinch (P. Bogen und J. Schlüter).

Die Aufheizung des Plasmas durch eine schnelle magnetische Kompression wurde schon von vielen Autoren sowohl theoretisch als auch experimentell untersucht. Jedoch erlauben die bisherigen Ergebnisse nicht, die Plasmatemperaturen, die in einem bestimmten Experiment erreicht werden, genau vorherzusagen. Da noch nicht einmal ein klares Bild existiert, wie sich die Temperatur mit der angelegten Spannung und dem Anfangsdruck bzw. der Liniendichte ändert, wurde zunächst diese Frage von der experimentellen Seite her bearbeitet.

Die Vorheizung wurde in der üblichen Weise mit einer elektrodlosen Ringentladung durchgeführt. Es wurde kein stationäres Magnetfeld überlagert, um möglichst übersichtliche und gut re-

15-kJoule Thetapinch Experiment.

Spannung	Spulenlänge	Spulendurchmesser	B_{Max}	$\dot{B}_{Max}$	$\frac{r}{l}$
20-40 kV	20 cm	4 cm	75 kG	170 kG/ μ s	0.7 μ s

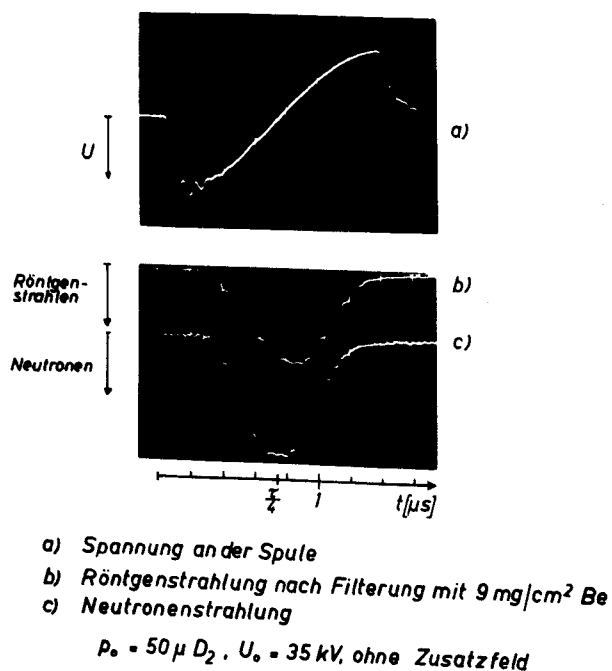
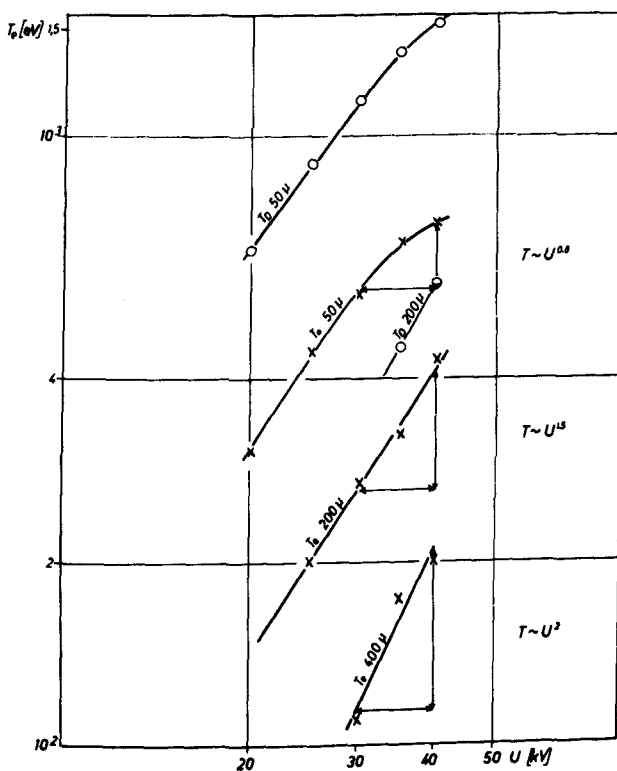


Abb. 1

produzierbare Ergebnisse zu erhalten. Um einen weiten Bereich der Parameter Liniendichte und Ladespannung erfassen zu können, wurde eine Hauptbatterie gebaut, die ein sehr schnell ansteigendes Magnetfeld liefert. Die elektrischen Werte, die bei einer Ladespannung von 40 kV und einem Energieinhalt von 15 kJoule erreicht wurden, sind in Abb. 1 wiedergegeben. Als Schalter für diese Batterie wurden Druckfunkenstrecken benutzt, die eine Anzahl von Vorteilen gegenüber offenen Funken haben: 1. geringerer Lärm, 2. geringe Indukti-

vität und 3. die Batterie kann leicht bei verschiedenen Spannungen betrieben werden, indem der Druck verändert wird. Auf diese Weise konnten $\dot{B}$ -Werte zwischen 85 und 170 kG/ μ sec eingestellt werden. Die Spannung als Funktion der Zeit zeigt das erste Oszillogramm in Abb. 1. Der Spannungsanstieg beträgt etwa 1 kV/nsec. Nach einer Halbperiode werden der Spule 60 Funkenstrecken parallel geschaltet, um den Spulenstrom zu verringern und dadurch das Entladungsgefäß zu schonen. Es wurden gut reproduzierbare Resultate ($\pm 10\%$) erhalten. Die Elektronentemperatur wurde aus dem Abfall des Bremsstrahlungskontinuums im Gebiet der weichen Röntgenstrahlen mit Hilfe von Beryllium-Folien (Flächengewicht 4,7 bis 40 mg/cm²) gemessen. Aus der Neutronenausbeute, die mit einem organischen Szintillator absolut gemessen wurde, wurde die Ionentemperatur abgeleitet. Die Dichte wurde aus der absoluten Intensität des sichtbaren Bremsstrahlungskontinuums erhalten. Wie aus Abb. 1 ersichtlich, erreicht die Neutronenemission ihr Maximum zur gleichen Zeit wie das komprimierende Magnetfeld, was bei einer adiabaten Kompression ohne starke Endeffekte erwartet werden kann. Die Röntgenstrahlen erreichen ihr Maximum etwas später, was eine verzögerte Energieübertragung von den Ionen zu den Elektronen oder eine zusätzliche Ionisation von Verunreinigungen andeuten mag.



Elektronentemperatur T_e und Deuteronentemperatur T_D als Funktion der Ladespannung bei verschiedenen Anfangsdrücken.

Abb. 2

In Abb. 2 sind die Ergebnisse wiedergegeben. Die Elektronentemperatur ist als Funktion der Ladespannung für verschiedene Anfangsdrücke zwischen 0,05 und 0,4 Torr Deuterium aufgezeichnet. Es ist immer die maximale Temperatur angegeben, die in der ersten Halbwelle der Entladung erreicht wurde. Um die Abhängigkeit der Temperatur T_e von der

Spannung U diskutieren zu können, wurde ein einfaches Potenzgesetz $T_e \sim U^\alpha$ angenommen. Der Exponent α lag zwischen 1,5 und 2 bei hohen Drucken und niedrigen Temperaturen, während er bei geringen Drucken und hohen Temperaturen (0,05 Torr, 30-40 kV) 0,8 war. Die Ionentemperatur T_i ist bei 0,2 Torr nur wenig ($\approx 30\%$) größer als T_e , bei 0,05 Torr dagegen ist $T_i > 2 T_e$. In dem Parameterbereich, in dem wir die Ionentemperatur messen konnten, war ihre Spannungsabhängigkeit ähnlich wie die der Elektronentemperatur. Jedoch ist es zweifelhaft, ob es bei einer Elektrodendichte von $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und einer Ionentemperatur von 1,2 keV, die bei 0,05 Torr erreicht wird, noch sinnvoll ist, von einer Temperatur zu sprechen, da die Stoßzeiten der Ionen (2 μsec) länger sind als die Halbwelle der Entladung (0,7 μsec). Man kann die erhaltenen Werte also in diesem Falle nur als untere Grenze ansehen.

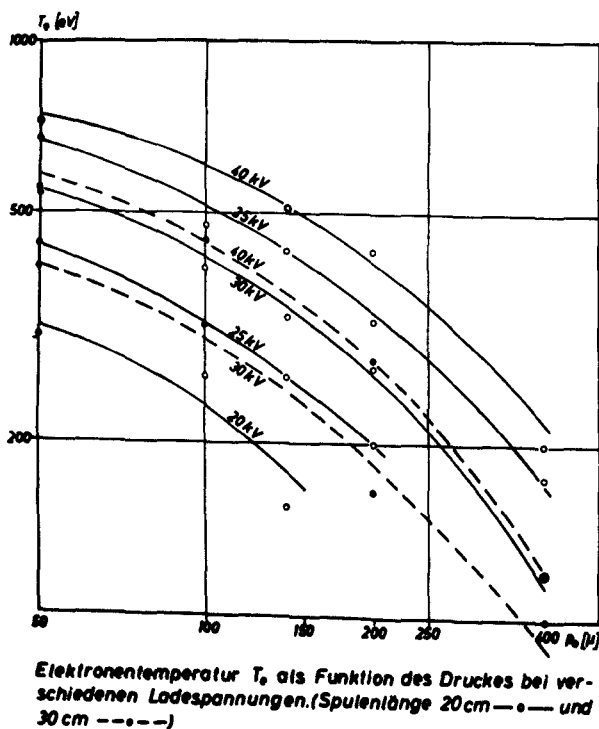


Abb. 3

Eine andere Darstellung der Ergebnisse zeigt Abb. 3, wo T_e als Funktion des Ausgangsdruckes aufgezeichnet ist und die Ladespannung als Parameter benutzt wurde. Eine starke Druckabhängigkeit von T_e wurde zwischen 0,4 und 0,2 Torr gefunden, ungefähr $T_e \sim \frac{1}{p}$. Dagegen ist T_e weniger abhängig vom Druck für kleine Werte von p . Diese geringe Abhängigkeit vom Ausgangsdruck wurde auch von anderen Autoren gefunden, aber sie ist offensichtlich nur gültig für bestimmte Werte von U und p . Die Länge der Spule

wurde zwischen 20 und 30 cm variiert. Es wurden ungefähr gleiche B-Werte für 40 kV bei $l = 30$ cm und für 32 kV bei $l = 20$ cm erhalten. Das ähnliche Verhalten der Kurven in Abb. 3 macht es unwahrscheinlich, daß die Verdünnungswelle, die von den Enden der Spule ins Innere läuft, einen bedeutenden Einfluß auf die Plasmatemperatur hat.

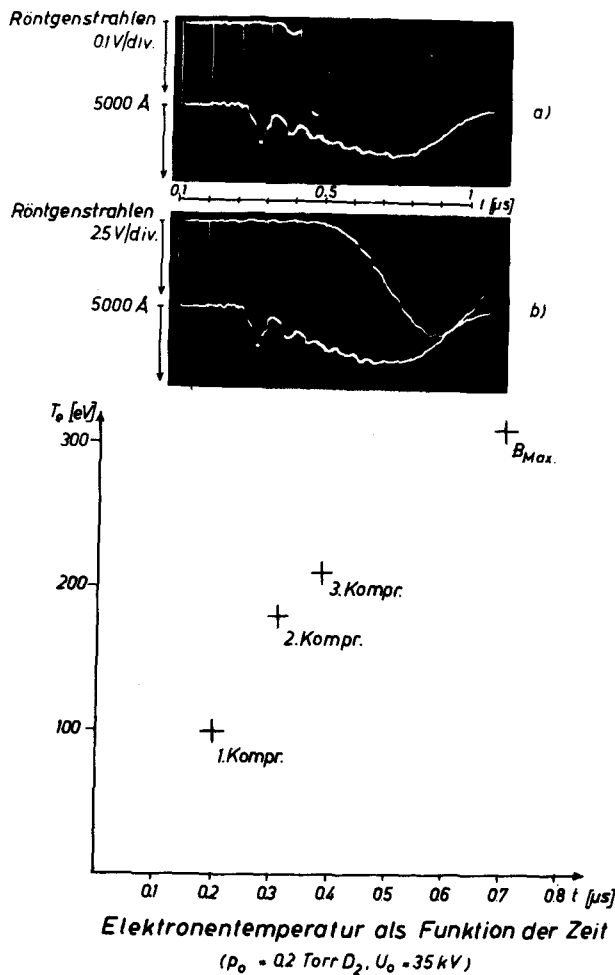


Abb. 4

Wie schon die Ergebnisse, die mit der 5 kJoule Batterie erhalten wurden, lassen sich auch die hier beschriebenen am besten verstehen, wenn man annimmt, daß die Ionen anfangs wesentlich heißer sind als die Elektronen, und daß diese erst allmählich ihre Temperaturen angleichen. Um diese Vermutung zu stützen, wurde T_e von der ersten Kompression an als Funktion der Zeit verfolgt. Dies war bei der 40 kV Batterie infolge der hohen Röntgenstrahlintensitäten möglich. Man mißt einen T_e -Anstieg von 100 auf 320 eV, während eine adiabate Kompression weniger als 170 eV ergeben würde (Abb. 4).

Messung der Bremsstrahlung eines Thetapinches im Spektralbereich zwischen 0,25 und 6 μ (P. Bogen und D. Rusbüldt).

Um den relativen Verlauf des Gauntfaktors experimentell nachzuprüfen, wurde die Strahlungsintensität eines 5 kJoule-Theta-pinches zwischen den Wellenlängen 0,25 und 6 μ in axialer Richtung ("end-on") absolut vermessen. Zum Nachweis wurden im ultravioletten und sichtbaren Bereich Photomultiplier, im infraroten eine InAs-Photodiode oder ein mit flüssigem Stickstoff gekühlter, golddotierter Germaniumphotowiderstand benutzt. Eine für die Messung ausreichende Zeitkonstante $\tau_{1/2}$ von 20 nsec wurde mit einem speziell angepaßten Vorverstärker erreicht.

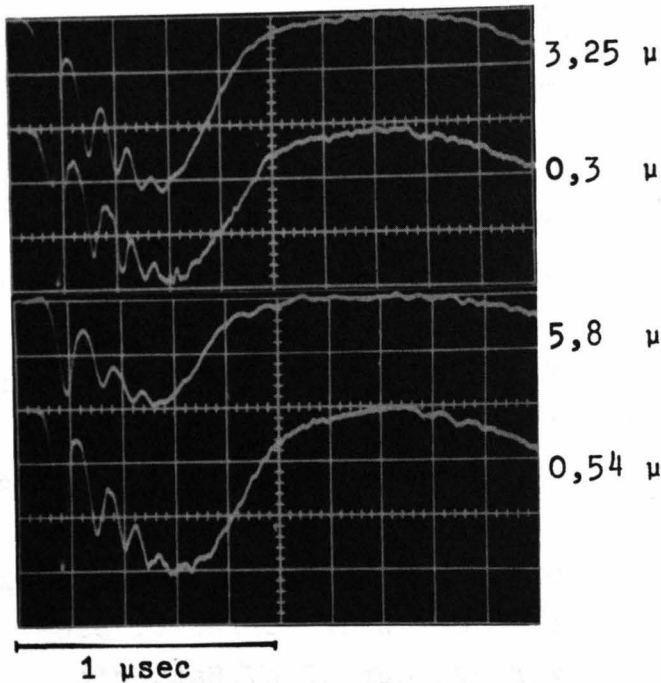


Abb. 1

Die spektrale Zerlegung erfolgte im IR mit Interferenzfiltern (Bandbreite $\Delta\lambda \approx 1/10$), im UV mit einem Doppelmonochromator, um Streulicht bei der Eichung zu vermeiden. Als Strahlungsstandard diente ein Kohlebogen. Zur Vermeidung chromatischer Fehler wurde mit Spiegeln abgebildet. Durch Strahlungsteilung mit einer As_2S_3 -Platte wurde im UV und IR die Abbildung glei-

cher Gebiete des Entladungsrohres erreicht. Als Fenster für die Entladung dienten Bariumfluorid, Saphir oder Natriumchlorid.

In Abb. 1 ist der zeitliche Intensitätsverlauf bei den Wellenlängen 0,3, 0,54, 3,25 und 5,8 μ dargestellt. Theoretisch ist die Intensität für $h\nu \ll kT$ gegeben durch

$$J_\lambda = C \cdot g_{ff}(\lambda, T) \cdot n_e n_1 Z^2 (kT)^{-1/2} \lambda^{-2} \cdot \ell \quad 1)$$

mit $C = 1,5 \cdot 10^{-33} \left[\frac{\text{W}}{\mu \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sterad}} \right]$

und angenähert

$$g_{ff} = 0,55 \cdot \ln(\lambda \cdot kT) + 0,33 \quad 2)$$

(λ in μ , kT in eV, n in cm^{-3} und ℓ in cm).

Da in die obige Formel die Temperatur nur schwach eingeht, ist zu erwarten, daß die Zeitabhängigkeit der Intensität bei allen Wellenlängen gleich ist. Dieses Verhalten wird von den Kurven zwischen 0,3 und 3 μ auch ziemlich gut bestätigt. Jedoch zeigen sich bei 5,8 μ stärkere Abweichungen. Gegen Ende der Entladung fällt die Intensität im IR wesentlich früher ab, auch sind die Oszillationen, besonders in der späteren Phase der Entladung, schwächer ausgeprägt.

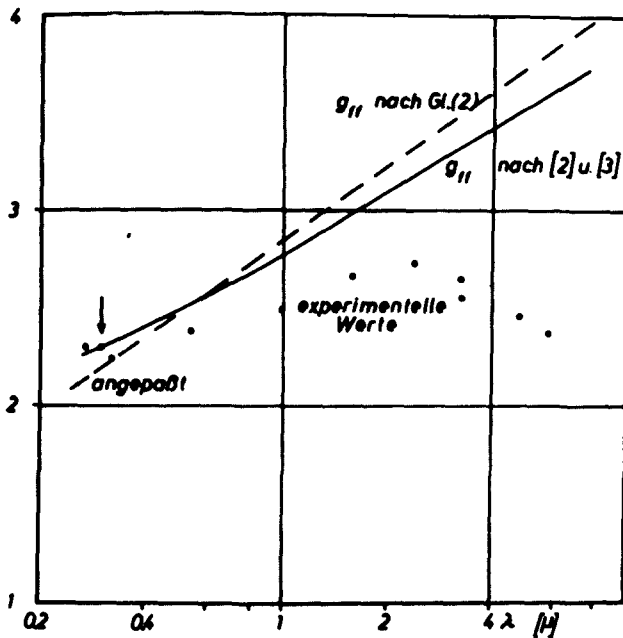


Abb. 2

Aus den absolut gemessenen Intensitätsmaxima wurden experimentelle Gauntfaktoren abgeleitet. Sie sind zusammen mit den theoretischen Werten von $g_{II}(\lambda, T)$ in Abb. 2 dargestellt. Auch hier sind Abweichungen von der Theorie vorhanden, die vermutlich darauf zurückzuführen sind, daß im Ultraviolett und Infrarot nicht genau die gleichen Plasmazonen beobachtet werden.

Dieses wäre verständlich, da die Brechung durch das Plasma ($n_p - 1 \sim \lambda^2$) im Infraroten stark zunimmt. Um diese Erscheinungen näher zu untersuchen, wurde mit "side-on"-Messungen begonnen.

Literatur:

- (1) G. Elwert,
Z. Naturf. 3a, 477 (1948).
- (2) W.J. Karzas und R. Latter,
Astrophys. J. Suppl. VI, (1961).
- (3) H. Schirmer,
Z. Angew. Phys. 13, 56 (1961).

Experimentelle Bestimmung des Ionisationsgrades eines heißen Plasmas aus Absorptionsmessungen (H. Conrads).

In einer früheren Arbeit (1) wurde gezeigt, daß z.B. für ein Lithiumplasma mit $kT_e = 20$ eV und $N_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ die Einstellzeit für eine Maxwell-Verteilung der freien Elektronen und die für ein Anregungs- bzw. Ionisationsgleichgewicht klein gegen die Beobachtungszeit sind. Ein Vergleich der berechneten Raten für Anregung bzw. Ionisation mit denen für Auslöschung bzw. Rekombination für die verschiedenen Quantenzustände zeigt, daß Li III zu 98% zu Li IV ionisiert ist. Jedoch ist der Grund-

zustand verglichen mit einem Saha-Boltzmann-Gleichgewicht stark überbesetzt. Eine Anregung aus dem Grundzustand bedeutet praktisch eine Ionisation des Li III-Ions zu Li IV.

Zur experimentellen Bestimmung der Anzahl der Li III-Ionen wurde die Absorption des Seriengrenzkontinuums eines Lithiumfunken an der Seriengrenze durch das Plasma eines anderen Lithiumfunken bestimmt. Gemessen wurde die Größe

$$\frac{J}{J_0} = e^{-\mu l},$$

wobei J_0 die Intensität des durchstrahlenden Funkens vor dem Absorber, J diejenige hinter dem Absorber, μ der Absorptionskoeffizient und l die Länge des Absorbers sind. Bei diesen Messungen wurde, durch Blenden begrenzt, nur der achsennahe Teil des Plasmazylinders benutzt, der, wie in (1) gezeigt, während der ersten Viertelperiode verhältnismäßig homogen ist, so daß μ in erster Näherung ortsunabhängig angenommen werden kann. Nach einer Näherung von Kramers (2) ist

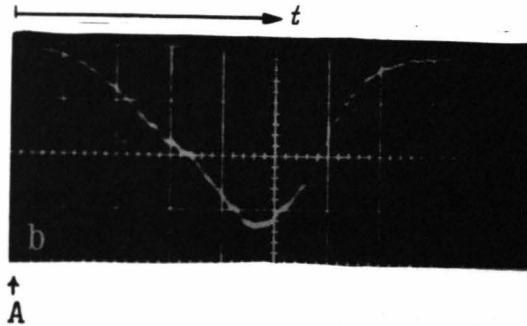
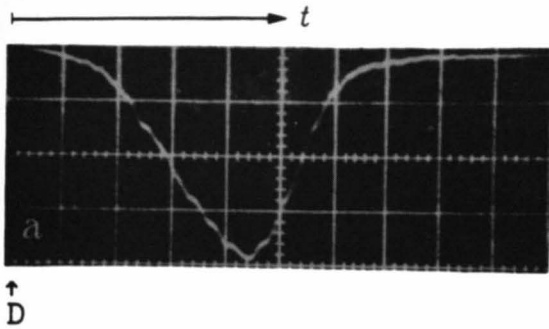
$$\mu = 0,0104 g_{n+1}^{\mu\pi} \lambda^3 Z^4 N_{n+1}^{\mu\pi},$$

und so wird

$$N_{n+1}^{\mu\pi} = \frac{\ln \frac{J_0}{J}}{0,0104 \cdot Z^4 \lambda^3 l g_{n+1}^{\mu\pi}} \quad [\text{cgs}].$$

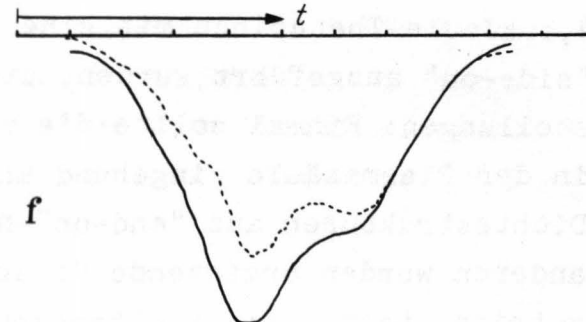
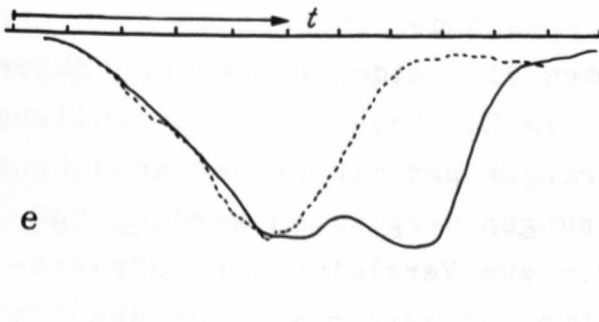
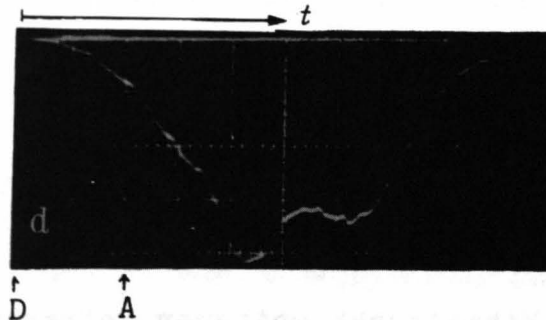
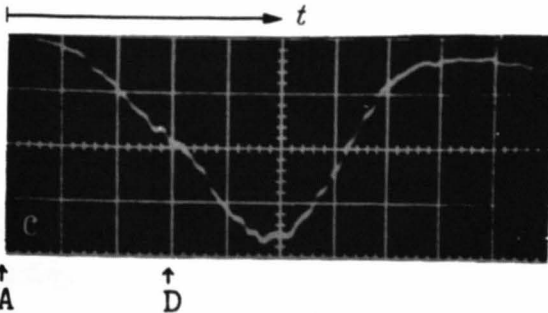
Nach dem gemessenen Verlauf von Temperatur und Dichte (1) während der ersten Halbperiode ist zu erwarten, daß die Absorption während dieser Zeit ständig zunimmt. Einige typische Diagramme zeigt die Abb., nämlich bei 100 Å den zeitlichen Intensitätsverlauf der durchstrahlenden Lichtquelle (a) und des Absorbers (b), ferner die Intensität des Absorbers zusammen mit der nicht absorbierten Strahlung der durchleuchtenden Lichtquelle, wobei der Absorber in (c) 300 nsec vor und in (d) 200 nsec nach derem Zünden eingeschaltet wurde. Zur Demonstration der Absorption wurde der zeitliche Intensitätsverlauf von (c) und (d) (.....) in (e) und (f) zusammen mit einem fiktiven Verlauf für fehlende Absorption (—) aufgetragen.

Zum Zeitpunkt maximaler Intensität der durchstrahlenden Lichtquelle wird für die in Bild (c) und (e) dargestellten Verhältnisse, d.h. 750 nsec nach dem Zünden des Absorbers, die Strahlung



Intensitätsverlauf

(a) der durchstrahlenden Lichtquelle und (b) des Absorbers
(0,1 $\mu\text{sec}/\text{Skt.}$).



Intensitätsverlauf des Absorbers zusammen
mit der nicht absorbierten Strahlung:

(c) 300 nsec vor und

(d) 200 nsec nach

dem Zünden der Lichtquelle. A und D bedeuten
die Zündzeitpunkte für Absorber und durch-
strahlender Lichtquelle.

Diagramme (e) und (f) vergleichen die Kurven
von (c) und (d) (.....) mit einem fiktiven
Intensitätsverlauf ohne Absorption (—)
(0,1 $\mu\text{sec}/\text{Skt.}$).

fast vollständig absorbiert, für die in (d) und (f) dargestellten
dagegen dann — also 250 nsec nach dem Einschalten des Absorbers —
nur zu ca. 25% absorbiert. Messungen, bei denen beide Funken
gleichzeitig eingeschaltet wurden, ergaben für den obengenannten
Zeitpunkt für das Verhältnis J/J_0 bei 100 Å einen Wert größer als
0,7. Demnach ist für die 2 cm lange Plasmasäule

$$N_{n=1}^{Li III} < 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}.$$

Die Elektronendichte beträgt dann $6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Es sind also mehr als 90% aller Li III-Ionen zu Li IV ionisiert.

Literatur:

- (1) H. Conrads,
Diss. TH Aachen 1966, veröffentlicht in
KFA-Bericht Jül-360-PP, März 1966.
- (2) H.A. Kramers,
Phil. Mag. 46, 836 (1923).

Refraktionsmessungen an einem Thetapinch-Plasma (K.H. Dippel).

Im Mittelpunkt weiterer Refraktionsmessungen, die an einem 4,5 kJoule-Thetapinch mit einem Mach-Zehnder-Interferometer "side-on" ausgeführt wurden, standen die beiden folgenden Fragestellungen: Einmal sollte die radiale Elektronendichteverteilung in der Plasmasäule eingehend untersucht und mit früher erhaltenen Dichtestrukturen aus "end-on"-Messungen verglichen werden, zum anderen wurden ergänzende Messungen zum Vergleich der refraktometrisch bestimmten Elektronendichte mit Werten aus der absolut gemessenen Kontinuumsintensität im sichtbaren Spektralbereich angestrebt.

Zur Untersuchung der Dichteverteilung in der Plasmasäule wurde eine größere Anzahl der erhaltenen Interferogramme mit zum Teil sehr engem zeitlichen Abstand ($\Delta t = 2 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$) ausgemessen und bei guter Symmetrie der Streifenverschiebungsprofile die Abel-Inversion durchgeführt. Es zeigte sich, daß in der Anfangsphase, besonders bei Entladungen mit zusätzlich überlagertem Magnetfeld, stark gegliederte Dichtestrukturen auftreten, die in einigen Fällen radiale Bewegungsvorgänge innerhalb der Säule erkennen lassen. Abb. 1 zeigt Beispiele der auftretenden Dichteprofile. Sie gehören zu einer Entladung bei 250 mTorr H_2 Ausgangsdruck mit überlagertem parallelem Zusatzfeld und geben die Änderung der Dichteverteilung zwischen dem ersten Kompressionsmaximum und der ersten Expansion der Plasmasäule wieder.

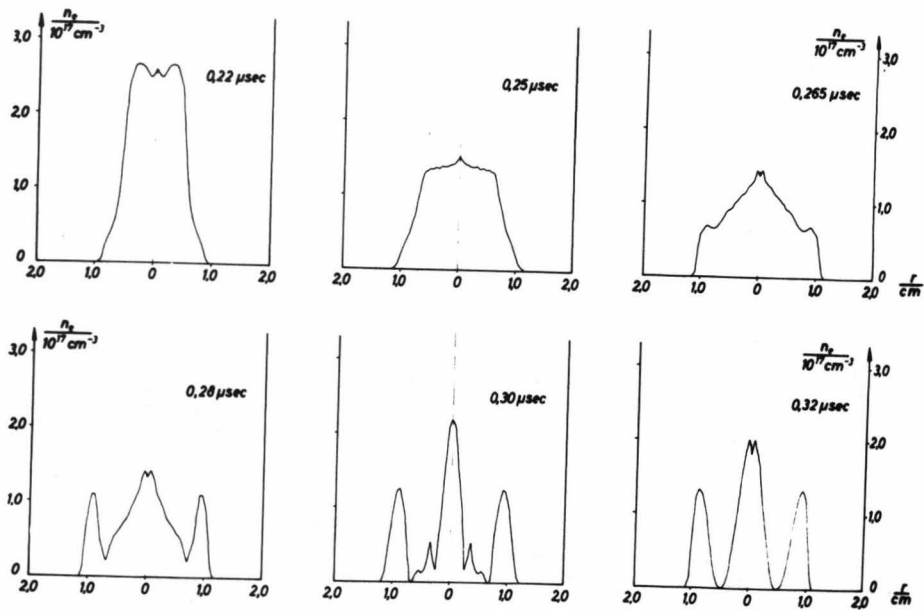


Abb. 1

In den Profilen aus "end-on"-Messungen deutet sich die ausgeprägte Gliederung der Dichteverteilung in der Anfangsphase nur schwach an. Verantwortlich für diesen Unterschied ist die längs der Plasmasäulenachse inhomogene Dichteverteilung, die durch das Ausströmen von Plasma während der Vorheizphase und durch das inhomogene Magnetfeld an den Spulenenden hervorgerufen wird und die bei "end-on"-Messungen zu einer Verwischung der Dichtestrukturen führt.

Zu späteren Zeiten der Entladung, nach ca. 0,6 - 0,7 μsec bis zum Ende der Halbwelle, ergeben "side-on"-Messungen Verteilungen, die solchen aus "end-on"-Messungen ähnlich sind. Der Grund für die bessere Übereinstimmung in dieser Phase ist die Ausbildung einfacherer Dichtestrukturen, die bereits während der Periode der radialen Oszillationen der Plasmasäule erfolgt und die vermutlich im wesentlichen auf radiale Ausgleichsvorgänge wie Feld- und Teilchendiffusion zurückzuführen ist.

Durch weitere Untersuchungen zum Vergleich von refraktometrisch bestimmten Elektronendichten mit solchen aus der Kontinuumsintensität im sichtbaren Spektralbereich gewonnenen konnten die in (1) angeführten Ergebnisse bestätigt werden. Der Vergleich des Integrals $\int n_e^2 ds$ ergibt bei größenordnungsmäßiger Übereinstimmung Abweichungen, die außerhalb der Grenzen der sorgfältig untersuchten Meßfehler liegen. Abb. 2 zeigt das Verhältnis n des

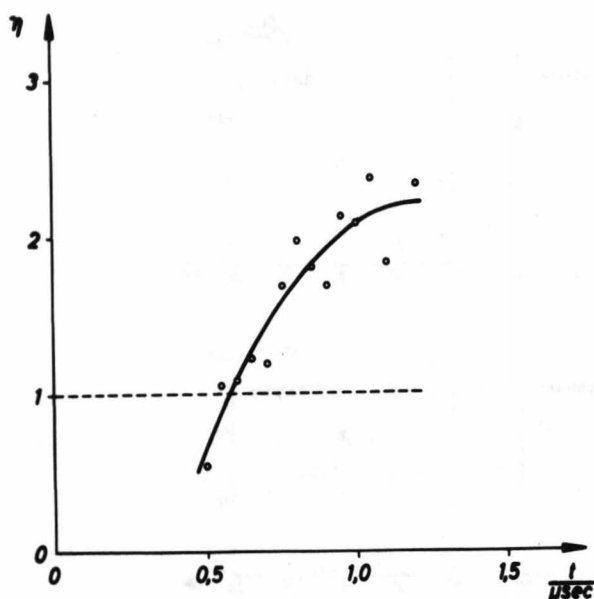


Abb. 2

Integrals $\int n_e^2 ds$ aus den Intensitäts- zu dem aus den Refraktionsmessungen als Funktion der Zeit für eine Entladung bei 250 mTorr H_2 Ausgangsdruck. Wird angenommen, daß die Abweichungen von dem zu erwartenden Wert $\eta = 1$ nicht durch Fehler im refraktometrisch bestimmten Integralwert oder in der Temperatur verursacht werden, sondern durch Abweichungen der Intensität von dem nach der Bremsstrahlungs-

formel zu erwartenden Verlauf, so können die bisherigen Ergebnisse wie folgt zusammengefaßt werden: Für Elektronentemperaturen $T_e > 10^6$ °K und Elektronendichten $n_e \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ist die gemessene Kontinuumsintensität größer als erwartet, für $T_e \leq 10^6$ °K und gleichen Dichten ergeben sich innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmende Werte, und für $T_e < 10^6$ °K und $n_e \geq 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ treten auch zu niedrige Intensitätswerte auf.

Eine Untersuchung der dem Vergleich zugrunde liegenden experimentellen und theoretischen Voraussetzungen wurde durchgeführt (2). Danach liegt die Ursache der Abweichungen vermutlich in der Verletzung der Voraussetzung, daß die zur Emission beitragenden Coulomb-Stöße als Zweierstöße eines Elektrons mit einem Ion betrachtet werden können. Wie eine Abschätzung zeigt, ist damit zu rechnen, daß die Emission im sichtbaren Spektralbereich (und bei größeren Wellenlängen) unter den vorliegenden Bedingungen durch Stöße, bei denen das stoßende Elektron gleichzeitig in vergleichbar starker Wechselwirkung mit mehr als einem Ion steht, beeinflusst wird.

Literatur:

- (1) K.H. Dippel,
KFA-Bericht JÜL-381-PP, S. 78.
- (2) K.H. Dippel,
Dissertation TH Aachen (1967), im Druck.

Ein 1 m-Spektrograph mit streifender, variierbarer Inzidenz
(H. Conrads, G. Gatti und W. Kohlhaas).

Ein Spektrometer für das Gebiet der weichen Röntgenstrahlen und des extremen Vakuum-Ultraviolett wurde entwickelt, bei dem Meßbereich, Transmission, Signal-Rauschverhältnis, spektrale und zeitliche Auflösung und Handlichkeit den speziellen Problemen der Plasmadiagnostik an stationären Plasmageneratoren angepaßt wurden.

Bei diesem Gerät fällt das zu untersuchende Licht von einem Eintrittsspalt auf ein sphärisches Reflexionsgitter, das den Spalt auf den Detektor abbildet. Es wurde eine Rowland-Aufstellung gewählt. Der Einfallswinkel des Lichtes zur Gitternormalen ist kontinuierlich unter Vakuum variierbar. Da das Verhältnis der Intensität der einfallenden zu der der gebeugten Strahlung vom Einfallswinkel abhängt, hat man damit erreicht, daß einerseits die Grenze des beobachtbaren Wellenlängenbereiches zu kleineren Wellenlängen hin verschoben und die Transmission hier verbessert wird, je mehr sich dieser Winkel 90° nähert, andererseits soll dieser so klein wie möglich sein, um Licht aus höheren Ordnungen zu unterdrücken, d.h. das Signal-Rauschverhältnis möglichst günstig zu gestalten. Letzteres ist besonders bei quantitativen Kontinuumsmessungen wichtig. Bei diesem Gerät läßt sich für jede Messung rasch der richtige Einfallswinkel einstellen, weil die optische Achse des einfallenden Strahles raumfest bleibt. Dadurch unterscheidet es sich zunächst von den bisher bekannten Spektrometern.

Als Krümmungsradius des Gitters wurde $R = 1 \text{ m}$ gewählt. Da Gitter mit 600 bis 3600 Strichen/mm zur Verfügung stehen, kann man je nach Bedarf für Übersichtsaufnahmen den Meßbereich bis $600 \text{ \AA}$ ausdehnen oder bis $200 \text{ \AA}$ mit hoher Auflösung arbeiten. Das Gerät konnte wegen des kleinen Krümmungsradius kompakt gebaut werden. Da weiterhin für das gesamte Spektrometer bei den meisten durch konstruktive Maßnahmen hoch beanspruchten Bauelementen deren Festigkeit und nicht deren Steifigkeit bestimmend für die Dimensionierung war, ist das Gewicht des Gerätes verhältnismäßig klein, so daß es handlich und leicht zu transportieren ist.

Für zeitintegrierende Messungen über einen weiten Spektralbereich wird ein Film benutzt, der unter Vakuum transportiert und auf den "Rowland-Zylinder" gespannt werden kann. Das gemessene Auflösungsvermögen für die Al VII-Linien 66,704, 66,731 und 66,771 Å mit dem Gitter größter Dispersion lag zwischen 1650 und 2200.

Für zeitauflösende Messungen werden Photomultiplier benutzt. Das Gerät ist so ausgelegt, daß in den oben angegebenen Bereichen je nach Gitter an vier verschiedenen Stellen des Spektrums gemessen werden kann, wobei mit mindestens zwei Multipliern das an jeder beliebigen Stelle, also auch bei ein und derselben Wellenlänge, gleichzeitig möglich ist. Hierin unterscheidet sich das vorliegende Spektrometer ebenfalls von anderen. Die Stellung der Multiplier wird über Faseroptiken auf einen Schirm in der Behälterwand projiziert. Das extreme UV-Licht wird von Plastiksintillatoren, die gleichzeitig die Funktion von Austrittsspalten haben, transformiert. Das blaue Licht wird durch Faserbündel auf die Photokathoden der Multiplier geleitet, die sich außerhalb des Vakuumtanks befinden. Für diese Ausrüstung liegt die zeitliche Auflösung im nsec-Bereich, und die spektrale Auflösung beträgt 10% der oben angegebenen.

Es konnte gezeigt werden, daß mit diesem Gerät Strahlung von 13 Å Wellenlänge (Ne IX) nachweisbar ist. Ebenso ließ sich die Auswirkung der Variation des Einfallswinkels auf die Transmission und auf das Signal-Rauschverhältnis demonstrieren. Hierzu wurden C IV-, C V-, C VI- und Cl VII-, Cl VIII- und Cl IX-Spektren verwandt. Wird der Einfallswinkel variiert (Toleranz 40"), so bleibt die optische Achse des einfallenden Strahles mit einer Toleranz von 40" raumfest.

Durch Blenden und Bandfilter wurde das Streulicht wirkungsvoll unterdrückt, wie z.B. Absorptionsmessungen an der Stickstoffkante zeigen. Die relative Transmission des Gerätes zwischen 20 und 30 Å konnte gemessen werden.

Entwicklung eines 2 mm-Mikrowelleninterferometers (H. Hartwig).

Für ein Experiment zur Erzeugung und Untersuchung von Plasmawellen wurde ein Interferometer für 2 mm-Mikrowellen gebaut. Es diente zur Messung der Elektronendichte im Bereich von 10^{13} bis 10^{14} cm^{-3} bei sehr hoher räumlicher Auflösung. Zur Erfüllung dieser speziellen Forderungen wurden Sende- und Empfangsantenne zu einer mechanischen Einheit zusammengefaßt. Die durch eine flexible Durchführung axial in das zylindrische Plasmagefäß eintauchende Antennensonde kann in radialer und in geringem Umfang auch in axialer Richtung verschoben werden. Die Wellenleiter der Antennensonde bestehen streckenweise aus parallel verlaufenden Quarzstäben von 3 mm Durchmesser, deren Enden so geformt sind, daß die Abstrahlung senkrecht zur Stabachse erfolgt. Die Länge des Übertragungsweges ist 1,5 bis 2λ , der Bündeldurchmesser etwa 3 mm. Messungen im Nachleuchten eines Deuteriumplasmas bei verschiedenen Anfangsdrucken und axialen Magnetfeldern ermöglichen die Bestimmung von Dichteprofilen als Funktion der Zeit. Die gemessenen Interferometersignale zeigen gute Übereinstimmung mit den gerechneten Interferogrammen. Für die beabsichtigte Messung des Dichteprofiles in einer Stoßwellenfront muß jedoch die zeitliche Auflösung des Interferometers noch verbessert werden. Die Zeitkonstante hängt vom Innenwiderstand des Gleichrichters und von der schädlichen Kapazität des Detektormesskopfes ab. Abgewandelte Detektormessköpfe werden daher z.Zt. erprobt.

Offnungsgrenzen eines Trochoidspektrometers (C. Bastian).

In einem Trochoidspektrometer werden hauptsächlich die Ionen nachgewiesen, die eine volle Zahl von magnetischen Gyrationen vollendet haben (1). Bündel solcher Ionen werden daher völlig stigmatistisch auf die Nachweisplatte fokussiert. Theoretisch sind also beliebige Eintrittswinkel zulässig, jedoch liegt in der Praxis eine Begrenzung vor, da die Abmessungen der Apparatur quer zur Eintrittsachse endlich sind.

Die erste Einschränkung für die Eintrittswinkel im Azimut $-\vec{E} \times \vec{B}$ wird durch die Hauptelektroden, die das elektrische Feld 10 mm von der Achse entfernt begrenzen, bedingt. Für ein Trochoid-spektrogramm mit der Periodenlänge 20 mm (Entfernung zweier Nachweisspitzen) ergeben sich dafür folgende Grenzwerte:

Spitze Nr. 1 (Ionenenergie U)	5,45°
" Nr. 2 (" U/4)	10,78°
" Nr. 3 (" U/9)	15,9°
" Nr. 4 (" U/16)	21,6°.

Allerdings verursachen die Hauptelektroden keine Begrenzung des Eintrittswinkels im Azimut $+\vec{E} \times \vec{B}$.

Die zweite Einschränkung resultiert aus dem endlichen Durchmesser des Einlaßrohres. Ein schräg in das Meßfeld eintretendes Ion soll nicht dessen Wände berühren. Um diese Begrenzung numerisch zu ermitteln, war die Berechnung der Bahnen im Einlaßbereich nötig, wofür in Zusammenarbeit mit Frau Th. Martin ein Rechenprogramm durchgeführt wurde. Der gemessenen axiale Feldverlauf wurde zunächst durch ein Polynom 6. Ordnung angenähert und die Bahn im entsprechenden rotationssymmetrischen Magnetfeld integriert. Es wurden Eintrittswerte für das Meßfeld (Eintrittswinkel und longitudinale Energie) vorgegeben und die Bahn jedesmal "rückwärts" integriert, d.h. "von" Zeit t des Treffens auf die Blende "bis" zur Zeit $t - \Delta t$ des Einlassens 25 cm von der Kugelspule entfernt. Der Eintrittswinkel wurde stufenweise erhöht, bis die Bahn die Wände traf, und so der maximale Eintrittswinkel definiert. In dieser Weise ergaben sich folgende Grenzwerte:

Spitze Nr. 1	11,3°
" Nr. 2	22,0°
" Nr. 3	27,15°
" Nr. 4	32,45°.

Literatur:

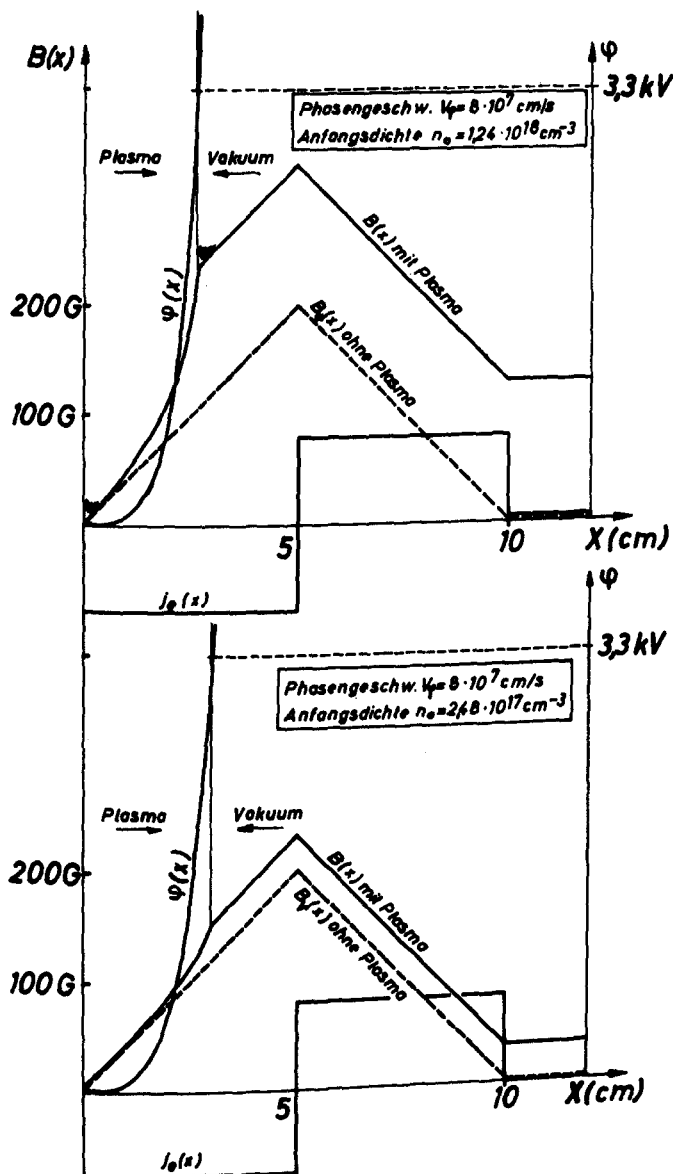
- (1) C. Bastian,
KFA-Bericht Jül-200-PP.

BESCHLEUNIGUNG VON PLASMEN UND PLASMAANTRIEBE

Ein eindimensionales Kolbenmodell (C. Bastian).

Bereits in einer früheren Arbeit (1) ließ sich die gemessene Geschwindigkeitsverteilung der in einem Wanderwellenbeschleuniger beschleunigten Ionen mit Hilfe eines sogenannten Kolbenmodells unter Annahme elastischer Reflexion der Teilchen herleiten. Zur näheren Bestimmung der Feinstruktur der reflektierenden Schicht wurde nun ein eindimensionales Modell entwickelt.

In diesem Modell wird für die Beschleunigung nur die transversale Komponente des Wanderfeldes als maßgebend betrachtet und die



Schicht als zeitunabhängig angenommen in einem Bezugssystem, das sich mit der Phasengeschwindigkeit des Wanderfeldes bewegt. Es variieren dann alle Größen in diesem System nur in der Fortpflanzungsrichtung x . Der Verlauf des zu x senkrechten Magnetfeldes im Vakuum, $B_v(x)$, wird von einer fiktiven Stromverteilung $j_0(x)$ abgeleitet, die im selbstkonsistenten Gleichungssystem der Schicht als treibender Term enthalten ist. Zur Lösung wurde das für stoßlose Plasmaschichten übliche Verfahren angewandt. Die Lösung hängt von der Verteilungsfunktion der Teilchen im ungestörten Plasma und von eventuell eingeschlossenen Teilchen (trapped particles) ab.

Mit Hilfe der Rechenanlage IBM 1620 konnte zunächst der Spezialfall eines kalten Plasmas unter Variation der Eingangsparameter entsprechend der Phasengeschwindigkeit und der Plasmadichte durchgerechnet werden. Der ermittelte Verlauf des magnetischen Feldes und des elektrischen Potentials in der Schicht ist in der Abb. für zwei typische Fälle dargestellt. Es zeigt sich, daß die Schichtdicke von der Größenordnung des hybriden Gyrationradius ist und das Magnetfeld in der Schicht verstärkt wird. Diese beiden Merkmale stimmen mit der Beobachtung überein.

Literatur:

- (1) W. Bieger und H. Tuczek,
KFA-Bericht Jül-314-PP.

Stabilität des magnetischen Kolbens bei der Beschleunigung eines Plasmas mit Hilfe einer Wanderwelle (W. Bieger, F. Hoenen und H. Tuczek).

In der schon in früheren Berichten ausführlich beschriebenen Anordnung wird ein vollionisiertes Plasma durch das inhomogene Magnetfeld in der Front einer Wanderwelle beschleunigt (Abb. 1). Das Problem der Stabilität der den magnetischen Kolben darstellenden Feldkonfiguration wurde mit einem überlagerten quasi-statischen Magnetfeld B_0 studiert. Je nach der Richtung dieses Feldes kann man verschiedene Konfigurationen unterscheiden, wie sie in Abb. 2 zusammengestellt sind.

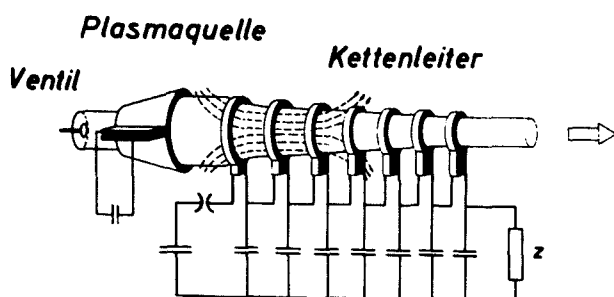


Abb. 1

Schematische Darstellung
der Versuchsanordnung.

Messungen mit magnetischen Sonden und mit einem 8 mm-Mikrowelleninterferometer ergaben, daß sich in den meisten Fällen während des ganzen Beschleunigungsprozesses ein stabiler Kolben ausbildet. Nur wenn das überlagerte Feld parallel zum Feld der Welle und das Ver-

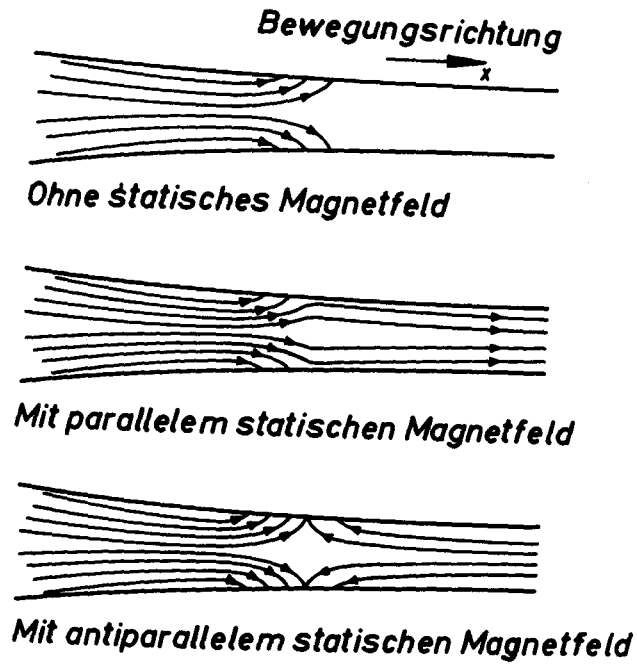


Abb. 2

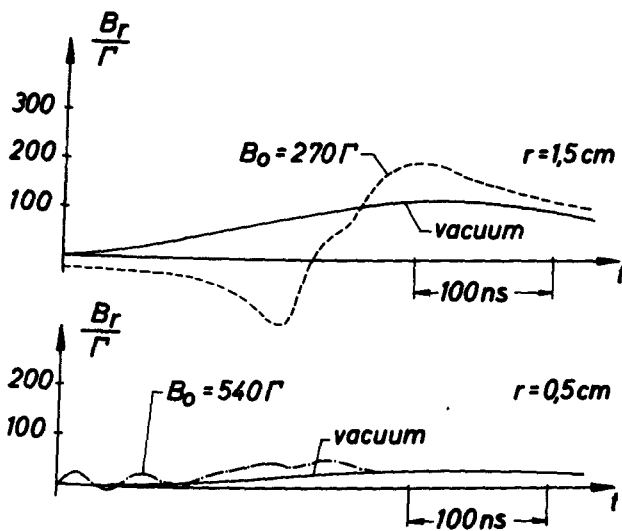


Abb. 3

Radialkomponente des Magnetfeldes der Welle
25 cm vom Anfang des Kettenleiters entfernt.
 B_0 ist parallel zum Feld der Welle.

hältnis der Feldstärken größer als 20% sind, kann der Beschleunigungsvorgang nicht mehr durch die Wirkung eines undurchlässigen magnetischen Kolbens beschrieben werden. Damit stehen auch Meßergebnisse der Intensität der beschleunigten Ionen im Einklang, die bereits im letzten Jahresbericht beschrieben worden sind. Die Sondenmessungen zeigen, daß in diesem Fall das Plasma infolge der radialen Kompression durch den Kolben rutscht. Dabei beobachtet man Oszillationen des Feldes, die möglicherweise mit Instabilitäten verbunden sind. In Abb. 3 ist die Radialkomponente des magnetischen Feldes als Funktion der Zeit, mit und ohne Plasma, aufgetragen. Das obere Diagramm zeigt ein typisches Sondensignal bei einem Abstand von 1,5 cm von der Achse, wenn der Kolben stabil ist (B_0 ist 270 Gauß). Erreicht die Stärke des überlagerten Feldes 540 Gauß, so erkennt man Oszillationen,

wie sie im unteren Diagramm dargestellt sind.

Bei einem überlagerten antiparallelen Feld ist dagegen die Konfiguration immer stabil. Ein Durchbrechen des Plasmas wird nicht beobachtet.

Bestimmung der Plasmaparameter für eine kontinuierliche Beschleunigung (A. Stampa und H. Tuczek).

Die Untersuchungen zur kontinuierlichen Beschleunigung von Plasmen mit einer Wanderwelle wurden mit Hilfe der bereits beschriebenen Apparatur, bei der Plasma von einem Wellenzug mit mehreren Perioden erzeugt und beschleunigt wird (Abb. 1), fortgesetzt. Der zugehörige Generator liefert nahezu ungedämpfte sinusförmige Wellenzüge von variabler Länge, die bei diesem Experiment maximal

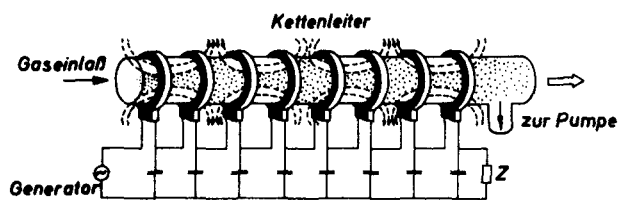


Abb. 1

Schema der experimentellen Anordnung.

6 Perioden betrug. Mit einem Gegenfeldspektrometer, einem 8 mm-Mikrowelleninterferometer und mit spektroskopischen Methoden wurden die Plasmaeigenschaften bestimmt.

Die Ergebnisse zeigen, daß bei einem sich als günstig erweisenden Anfangsdruck von ungefähr 10^{-2} Torr schon in der ersten Halbwelle eine starke Ionisation des Gases auftritt und eine Beschleunigung erfolgt, die beide mit zunehmender Periodenzahl anwachsen. Die absolute Plasmadichte ergab sich aus Mikrowellenmessungen und aus der Breite der H_{β} -Linie zu ungefähr 10^{14} Teilchen/cm³, was einem Ionisationsgrad von mindestens 20% entspricht.

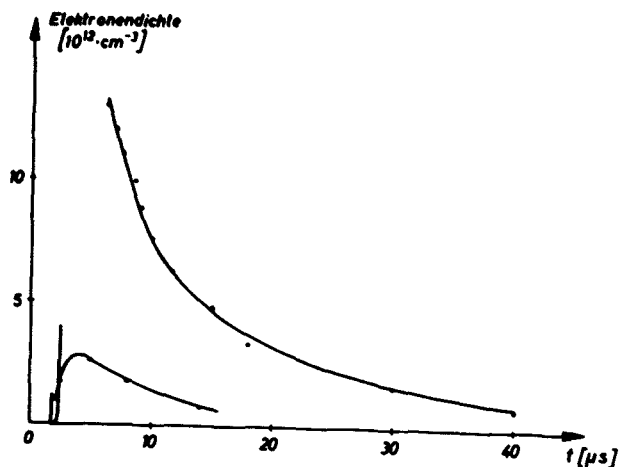


Abb. 2

Elektronendichte am Anfang und am Ende des Kettenleiters bei 4 Halbwellen und einem Druck von $6 \cdot 10^{-3}$ Torr.

In Abb. 2 ist die mit Mikrowellen gemessene Plasmadichte vor und hinter der Beschleunigerkette als Funktion der Zeit aufgetragen. Der Wellenzug bestand dabei aus 2 Perioden. Nimmt man als mittlere Geschwindigkeit des beschleunigten Plasmas $5 \cdot 10^6$ cm/sec an, so folgt, daß ungefähr ein Drittel aller ionisierten Teilchen von der Welle beschleunigt wurde. Abb. 3 zeigt die Energieverteilung des beschleunigten Plasmas,

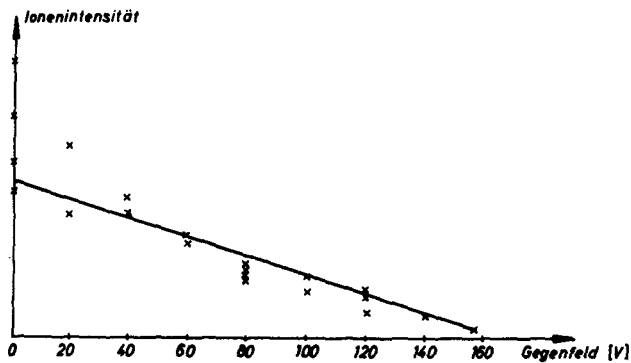


Abb. 3

Energieverteilung der Ionen
bei 8 Halbwellen und einem Druck
von $0,8 \cdot 10^{-2}$ Torr.

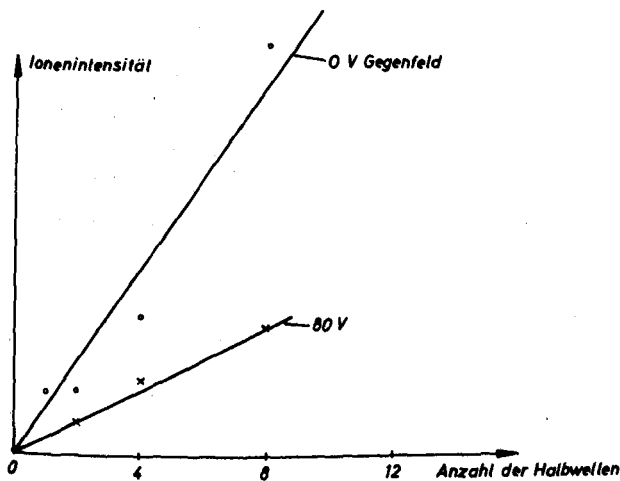


Abb. 4

Ionenintensität in Ab-
hängigkeit von der Länge
des Wellenzuges. $p = 10^{-2}$ Torr.

wie sie mit dem Ionenspektrometer gemessen wurde. Hier ist sie in ihrer integrierten Form als Funktion der Energie dargestellt. Es werden Ionenenergien bis zu 160 eV registriert, die mittlere beträgt ungefähr 80 eV. Allerdings muß man berücksichtigen, daß diese niedriger sein kann, da die Verlustrate von Ionen im Blendensystem des Spektrometers bei niedrigen Energien möglicherweise größer ist. Ionenintensität und Ionenenergie steigen noch mit zunehmender Länge des Wellenzuges an, wie es Abb. 4 zeigt. Hier ist die Ionenintensität in Abhängigkeit von der Zahl der Halbwellen bei einem Gegenfeld von 0 und 80 V dargestellt. Im ganzen Bereich ist eine lineare Zunahme zu beobachten.

Erzeugung von Wanderwellen mit Hochfrequenzsendern (F. Richter, H. Gresser und H. Tuczek).

Untersuchungen an einem Modell haben gezeigt, daß die im letzten Bericht beschriebene Anordnung zur Erzeugung kontinuierlicher Wanderwellen für unsere Zwecke nicht optimal ist. Die sehr großen Spulenkopplungen und die im C-Betrieb relativ lose Kopplung zwischen Sender und Schwingkreis gewährleisten keinen phasenstabilen Betrieb.

Auf Vorschlag von Herrn Dr. Buschbeck, Telefunken Aktiengesellschaft, wurde deshalb auf das von uns schon einmal untersuchte Prinzip, die in der Welle verbleibende Energie wieder dem Eingang zuzuführen (s. Abb. 1), zurückgegriffen. Sind die beiden

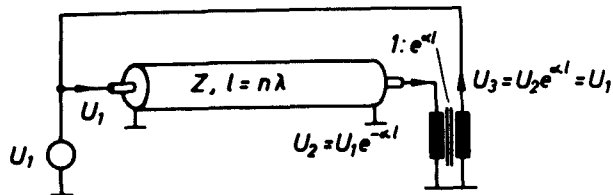


Abb. 1
Rückgespeicher
Kettenleiter.

Spannungen am Leitungseingang und am Transformatorausgang in Betrag und Phase gleich, dann lassen sich diese beiden Punkte verbinden, ohne daß eine physikalische Änderung herbeigeführt wird. Im eingeschwungenen Zustand existiert dann nur eine vorlau-

fende Wanderwelle, weil die rücklaufende infolge der Leitungsdämpfung und besonders wegen der Fehlanpassung am Transformator ausgedämpft wird. Die Einschwingzeit läßt sich durch gerichtete Einspeisung mittels zweier durch eine $\lambda/4$ -Leitung voneinander getrennter Sender, die ebenfalls mit 90° Phasendifferenz angesteuert werden, verkürzen. Der Einfluß des Plasmas auf die

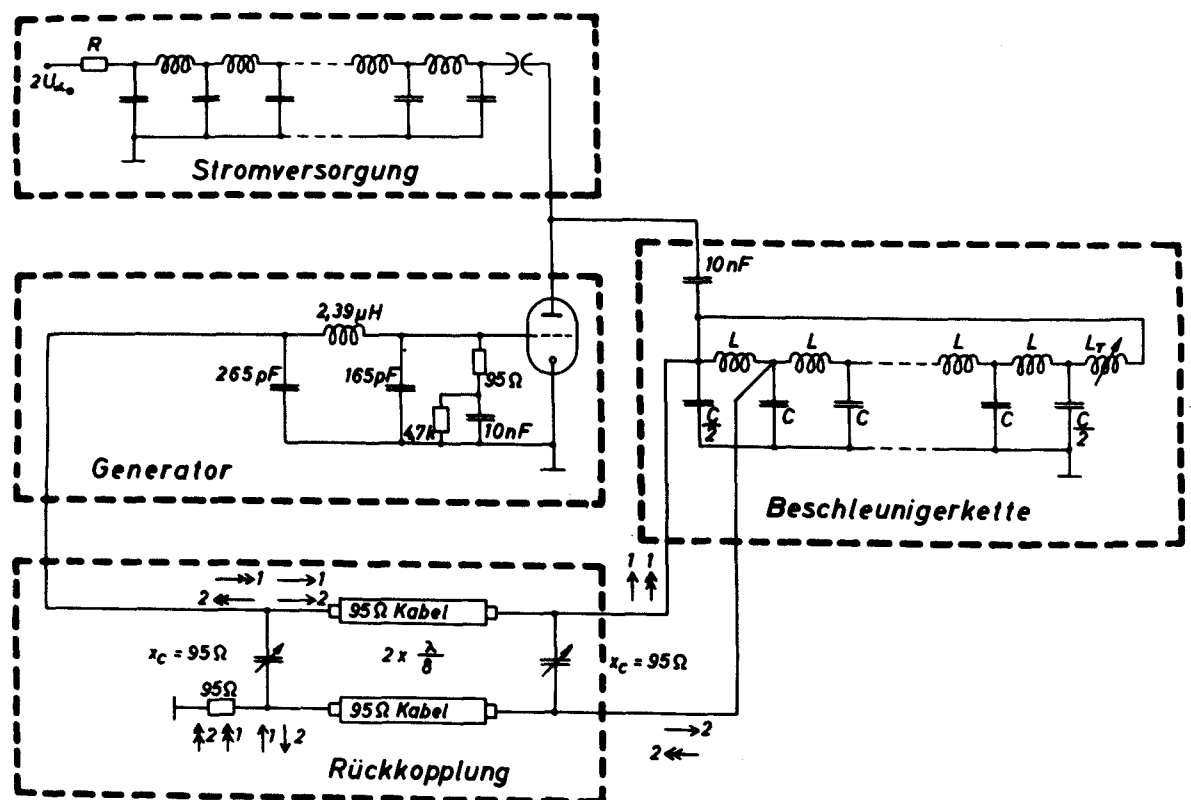


Abb. 2
Schaltbild des
Wanderwellengenerators.

Leitungsparameter kann durch Änderung der Frequenz und des Übersetzungsverhältnisses des Transformators kompensiert werden. Da sich die rückgespeiste Leitung wie ein Parallelschwingkreis verhält, läßt sich durch Rückkopplung die Frequenzkompensation automatisieren. Die gerichtete Einspeisung bleibt dabei erhalten, wenn die Rückkopplungsspannungen (am Anfang und nach $\lambda/4$ entnommen und voneinander entkoppelt) in Quadratur über eine 90° -Brücke ($4 \times \lambda/4$ -Leitung) zusammengeführt werden. Abb. 2 zeigt die Schaltung dieser Anordnung. Messungen an einem Modell haben ihre Funktionsfähigkeit bestätigt. Der Wirkungsgrad der Anlage hängt in erster Linie von der Güte des rückgespeisten Systems ab. Bei einem erreichbaren Verlustfaktor von 0,2% ist für eine maximale Feldstärke von 2,8 kGauß eine Senderleistung von ca. 5 MW erforderlich, die mit konventionellen Senderröhren für Impulszeiten bis 0,1 sec durchaus erzielbar ist.

Ein dreistufiger Wanderwellenbeschleuniger (M. Pillsticker,¹⁾
D.E. Lobb,²⁾ A. Cosler, F. Hoenen und H. Tuczek).

Die erste Stufe des dreistufigen Plasmabeschleunigers, der Ionenenergien bis zu 50 keV liefern soll, wurde fertiggestellt. Um eine Spannungsfestigkeit von 100 kV zu erzielen, wurde der ganze Kettenleiter mit Araldit vergossen. Der konstruktive Aufbau wurde vom Hochspannungsinstitut der T.H. Braunschweig durchgeführt.

-
- 1) Mitarbeit aufgrund des Zusammenarbeitsvertrages zwischen Assoziation Euratom-KFA und Prof. Kind, T.H. Braunschweig.
 - 2) Gastmitarbeiter im Rahmen eines Abkommens mit der Canad.Nat. Res.Council Post Doctorated Overseas Fellowship.

GRUNDLAGENUNTERSUCHUNGEN

Nichtstationäre Plasmadiffusion (G. Waidmann).

Die Ausbreitung von Plasma in ein neutrales oder schwachionisiertes Gas stellt bei Entladungen mit räumlich inhomogener Ionisierung einen wesentlichen Anfangsprozess dar. Das Einlaufen einer Stoßwelle in ein Neutralgas aufgrund eines Nichtgleichgewichtes des Druckes ist ein Beispiel. Es gibt jedoch auch Fälle, in denen es nicht zur Bildung einer Stoßwelle und zur Erzeugung neuer Ladungsträger kommt. Ein Trägerdichtegradient in einem begrenzten Gebiet kann die Ursache für einen nichtstationären Diffusionsvorgang sein.

Die induktive Ringentladung mit radial abhängiger elektrischer Feldstärke zeigt bei höheren Drucken einen starken Skineffekt und damit lokalisierte Ionisation. Der steile Trägerdichtegradient an einer Quellfläche setzt dann einen zeitabhängigen Diffusionsstrom in Gang. Eine Anordnung zur experimentellen Untersuchung dieses Prozesses zeigt schematisch Abb. 1. Am Rande eines zylindrischen Gefäßes wird ein Ringplasma von einem gepulsten 12 MHz-Sender erzeugt und der zeitliche Verlauf der durch Diffu-

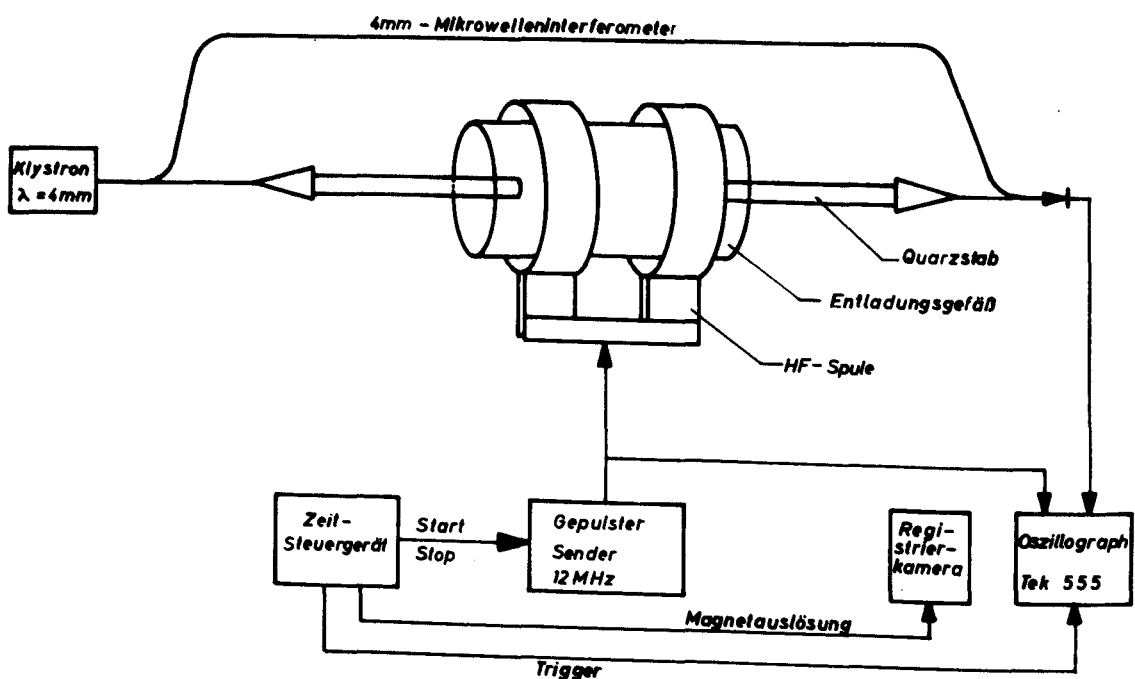


Abb. 1

sion auf die Gefäßachse gelangten Elektronendichte mit Hilfe eines 4 mm-Mikrowelleninterferometers mit Quarzstabwellenleitern gemessen. An Wasserstoff und Helium konnten die radialen Laufzeiten zylindersymmetrischer Plasmaverteilungen ermittelt werden. Abb. 2 zeigt für 4 verschiedene Heliumdrucke ($p_{\text{He}} = 4, 6, 8$ und 10 Torr) den zeitlichen Anstieg der Elektronendichte auf der Gefäßachse. Die Laufzeiten der radialen Plasmawelle besaßen eine

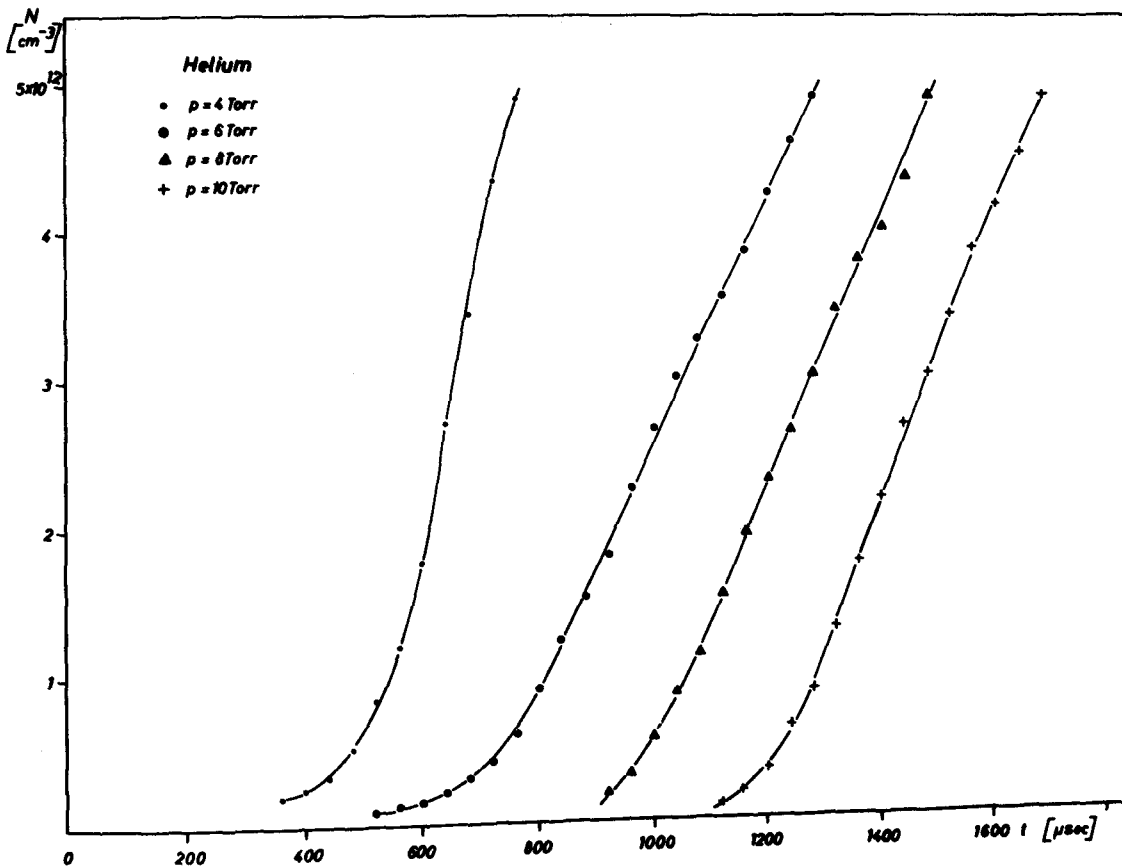


Abb. 2

Anstieg der Elektronendichte
auf der Gefäßachse

lineare Abhängigkeit vom Neutralgasdruck. In einem stoßbestimmten Plasma mit schwachem Ionisationsgrad kann dieser nichtstationäre Vorgang als eine ambipolare Diffusionswelle angesehen werden. Es wurde deshalb damit begonnen, die zeitabhängige ambipolare Diffusion unter Berücksichtigung eines zusätzlichen Trägheitsterms in der Diffusionsgleichung für Zylindergeometrie zu berechnen.

Die im Vorjahr begonnene Arbeit über Elektronenverluste in einem abklingenden Wasserstoffplasma wurde ergänzt durch eine Untersuchung der Plasmamode (1). Eine Erweiterung des Meßbereiches für die Elektronendichte brachte die Verwendung eines zweiten Interferometers mit größerer Wellenlänge ($\lambda = 8 \text{ mm}$), das gleichzeitig zur Kontrolle der Meßergebnisse diente, die mit einem 4 mm-Interferometer erhalten wurden. Die Elektronenverluste in einem Wasserstoffnachleuchtplasma konnten durch ambipolare Diffusion und Elektronattachment an Plasmaverunreinigungen erklärt werden (2).

Literatur:

- (1) G. Waidmann und W. Hopmann
Z. Angew. Phys. 21, 480 (1966)
- (2) G. Waidmann
Z. Physik 198, 548 (1967)

Ionisierung von Wasserstoff in elektrischen Ringfeldern (H. Beerwald).

Die Untersuchungen an stoßbestimmtem Wasserstoff, d.h. an solchem, bei dem die mittleren freien Weglängen klein gegenüber den Gefäßdimensionen sind, wurden abgeschlossen. Zusammenfassend ergibt sich nun folgendes Bild:

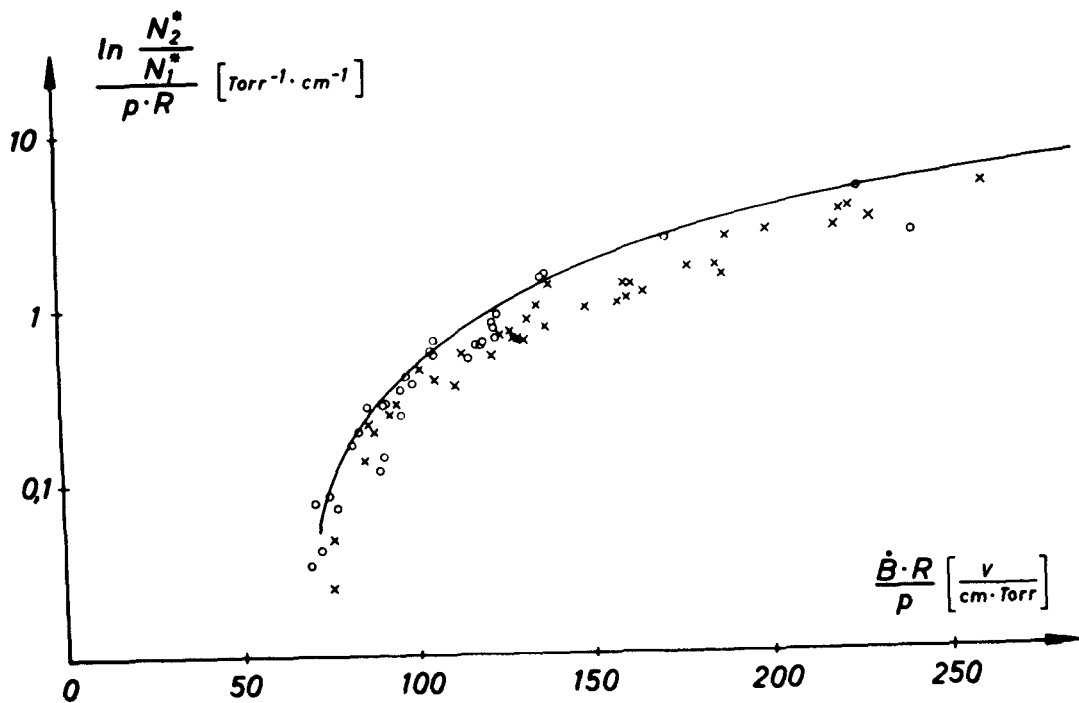
Im wesentlichen wird die Ionisierung des Wasserstoffs in elektrischen Ringfeldern durch die elektrische Feldstärke E , den Gasdruck p und das Magnetfeld B bestimmt. Ist B vernachlässigbar klein ($\frac{\omega}{\nu} \ll 1$), so kann die Gasionisierung sehr einfach durch die Ionisierungsrate β beschrieben werden. Die reduzierte Ionisierungsrate $\frac{\beta}{p}$ ist dann eine Funktion des Quotienten $\frac{E}{p}$. Dieses bestätigt der zeitliche Verlauf der Elektronendichte in toroidalen Entladungsrohren, die den induzierten magnetischen Fluß umschließen, ohne von ihm durchdrungen zu werden. Weil dabei das angelegte elektrische Feld nicht durch Raumladungsfelder in Stromrichtung verzerrt wird — wie es besonders bei höheren Elektronendichten ($> 10^8 \text{ cm}^{-3}$) zwischen Elektroden der Fall ist — eignet sich die

toroidale Geometrie zur Messung der Ionisierungsraten auch bei höheren Elektronendichten. Da gerade hierbei die elektrodenlosen Ringentladungen praktische Bedeutung haben — bei sehr kleinen Elektronendichten überwiegt das meist viel stärkere kapazitive Spulenfeld, das mit steigender Leitfähigkeit des Plasmas zusammenbricht — wurden die Ionisierungsraten bei Elektronendichten von $5 \cdot 10^{10}$ bis $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ gemessen. Die ermittelten Werte liegen etwas höher als diejenigen, die von sehr kleinen Elektronendichten, z.B. von einzelnen Elektronenlawinen her bekannt sind.

Befindet sich die Plasmasäule axial im homogenen induzierten Magnetfeld, z.B. in einer langen Spule, so steigt die Ringfeldstärke linear mit dem Radius R an. Die Ionisierung findet dann fast ausschließlich in der Nähe der Rohrwand statt. Die Anwachsrate der über den Durchmesser integrierten Elektronendichte stimmt etwa mit derjenigen Ionisierungsrate überein, die bei $R = 0,9$ herrscht.

Da mit steigender Frequenz immer kleinere Magnetfeldamplituden ausreichende elektrische Feldstärken induzieren, ist bei hohen Frequenzen (ab mehreren MHz) die Wirkung des Magnetfeldes auf die Ionisierung vernachlässigbar klein.

Im starken oszillierenden Magnetfeld, z.B. in Thetapinch-Geometrie, wird die Gasionisierung durch die auf die Elektronen wirkende Lorentzkraft gehemmt. Zwar bildet sich ein radiales Raumladungsfeld aus, das der Lorentzkraft entgegenwirkt, aber wegen der nicht vernachlässigbaren Ionenbeweglichkeit wird es nicht so stark, daß es die Lorentzkraft kompensiert. Es entsteht eine gemeinsame radiale Komponente der Driftgeschwindigkeit der Ionen und Elektronen, die vor den Nulldurchgängen des oszillierenden Magnetfeldes nach außen und danach nach innen gerichtet ist. Daher treten vor den Nulldurchgängen starke Elektronenverluste durch Rekombination an der Rohrwand auf. Aus diesem Grunde steigt die Elektronendichte im starken oszillierenden Magnetfeld stufenweise, jeweils in kurzen Ionisierungsintervallen nach den Nulldurchgängen des Magnetfeldes an. Die Elektronenvervielfachung pro Stufe N_2^*/N_1^* hängt vom zeitlichen Magnetfeldanstieg $\dot{B}$, vom Fülldruck p und vom Radius R des Entladungsrohres ab. Unter Berücksichtigung der radialen Raumladungsfelder und mit Hilfe



der gemessenen Ionisierungsrate wurde die Elektronenvermehrung im zeitlich linear ansteigenden Magnetfeld näherungsweise berechnet. Die gemessene und die berechnete Elektronenvervielfachung N_2^*/N_1^* (durchgezogene Kurve in der Abb.) stimmen gut überein und lassen sich in der Abhängigkeit

$$\frac{1}{p \cdot R} \ln \frac{N_2^*}{N_1^*} = f\left(\frac{R \cdot \dot{B}}{p}\right)$$

für den Bereich $70 < \frac{R \cdot \dot{B}}{p} < 260 \frac{\text{V}}{\text{cm} \cdot \text{Torr}}$ darstellen.

Untersuchungen an einer stationären Ringentladung (E. Geißler).

Die Impedanz der zu einer Versuchsanordnung zur stationären Ringentladung mit angekoppeltem induktiv erregtem Plasma (Abb. 1) gehörenden Spule, $R_f + j\omega L_f$, läßt sich aus der Vakuumimpedanz $R_v + j\omega L_v$ berechnen, sofern die elektrische Feldstärke $E_p(R) = -\hat{E}(R) \cos(\omega t - \varphi)$ an der Oberfläche des Plasmazylinders nach Amplitude und Phase als Funktion des induzierenden Magnetfeldes $\hat{H}(R) \sin \omega t$ bekannt ist. Es gilt nämlich:

$$R_E = R_V + \frac{2\pi R}{\ell} n^2 \frac{\hat{E}(R)}{\hat{H}(R)} \sin \varphi,$$

$$\omega L_E = \omega L_V - \frac{\omega n^2 R^2}{\ell} \pi \mu_0 + \frac{2\pi R n^2}{\ell} \frac{\hat{E}(R)}{\hat{H}(R)} \cos \varphi,$$

n = Windungszahl der Spule

ℓ = Länge

R = Radius des Plasmazylinders.

In der stationären Ringentladung wird abweichend vom Vakuumfall das in Abb. 2 dargestellte Impedanzverhalten gefunden. In einem weiten Bereich von $\hat{H}(R)$ gilt $\hat{E}(R) = A\hat{H}(R) + B$, $\varphi = C$. Die magnetfeldunabhängigen Größen A, B und C hängen von Druck, Gefäßdimensionen und Frequenz ab. Eine quantitative Begründung dieses Impedanzverhaltens durch die Plasmaeigenschaften wird durch die experimentelle Bestimmung der Leitfähigkeits- und Elektronendichteverteilung ermöglicht. Die Abhängigkeit des Koeffizienten A vom Druck folgt aus der Stromdichteverteilung (Abb. 3). Mit fallendem Druck verschiebt sich das Stromdichtemaximum zum Rande des Gefäßes, und der magnetische Fluß in der Entladung sinkt.

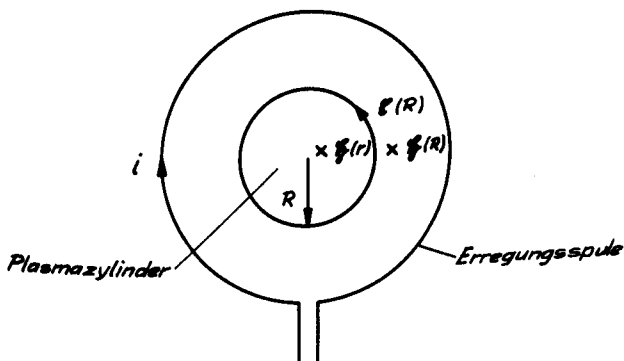
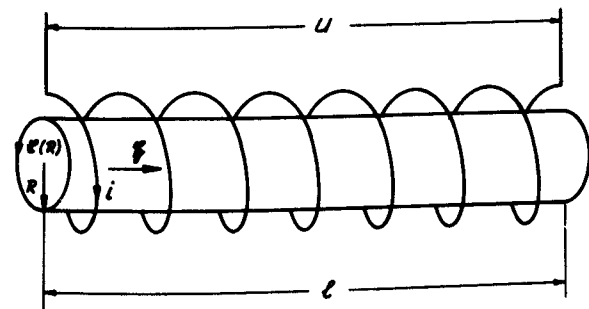


Abb. 1

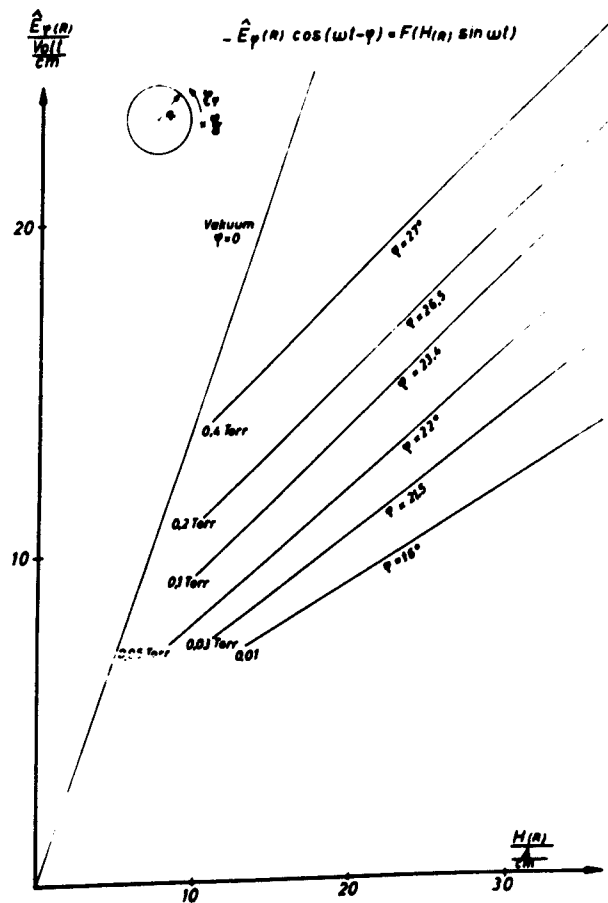


Abb. 2

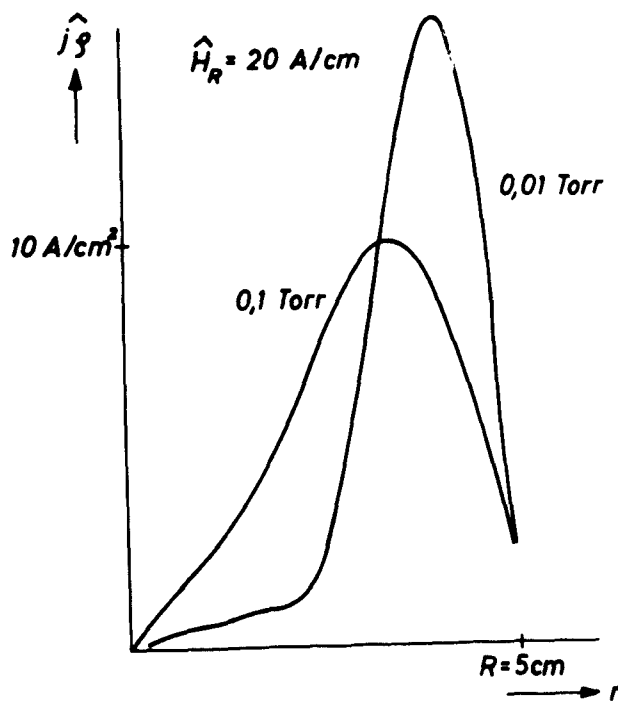


Abb. 3
Stromdichteverlauf
in der
Ringentladung.

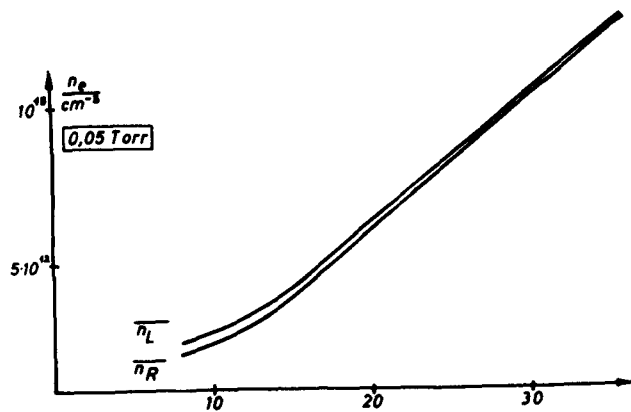
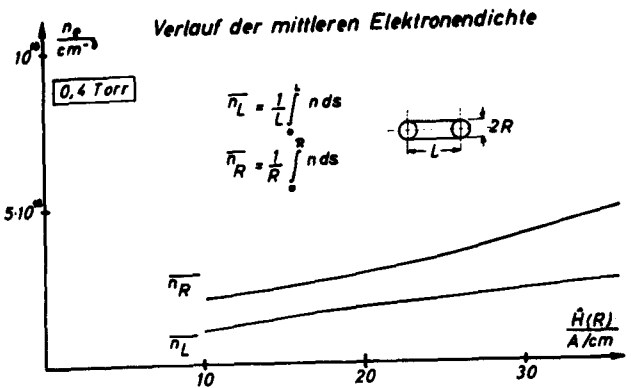


Abb. 4
Verlauf der mittleren
Elektronendichte.

Die mittlere Elektronendichte wird aus den mit Mikrowelleninterferometern bei simultaner axialer und radialer Durchstrahlung bestimmten Phasenschiebungen einer 8 mm-Welle berechnet (Abb. 4). Mit fallendem Druck werden die Kurven für $\bar{n}_L$ und $\bar{n}_R$ immer ähnlicher, und bei 0,01 Torr sind sie praktisch identisch. Da $\bar{n}_L$ immer kleiner als $\bar{n}_R$ gefunden wird, besteht in der stationären Ringentladung eine ausgeprägte Ringstruktur der Elektronendichte. Ein Vergleich der mit Hilfe einer Fernsehkamera gewonnenen Leuchtdichteverteilung mit der aus Magnetfeldsondenmessungen errechneten elektrischen Leistungsdichte (Abb. 5) zeigt, daß die im starken elektrischen Randfeld beschleunigten Elektronen erst bei niedrigen Drucken zur Anregung und Ionisation im Innern der Entladung beitragen können. Das stationäre Elektronendichteprofil, das sich unter der Einwirkung von Produktion und von Abwanderung durch Drift und Diffusion einstellt, wird mit fallendem Druck zur Achse hin geglättet. Durch Überlagerung eines

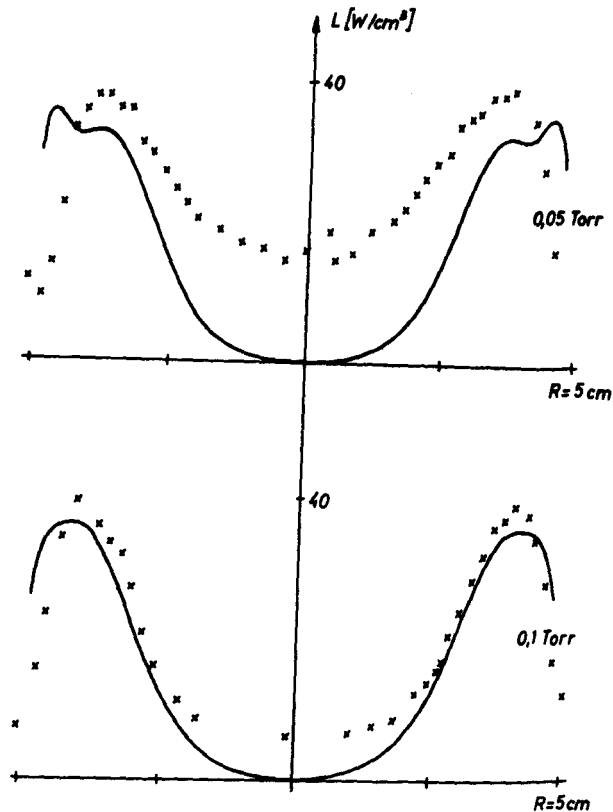


Abb. 5

— Leistungsdichteverteilung
 ×××× Leuchtdichteverteilung

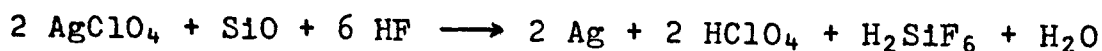
statischen axialen Zusatzmagnetfeldes wird die Diffusion in radialer Richtung behindert. Die Verluste an den Stirnflächen des Entladungsgefäßes durch Diffusion längs des magnetischen Feldes bedingen eine wesentlich geringere mittlere Elektronendichte.

Wechselwirkungen zwischen Plasmen und neutraler Materie (K. Vogelbruch).

Die Untersuchungen zu der im letzten Jahresbericht (1) geschilderten Aufgabenstellung konzentrierten sich auf die Ausarbeitung von Trenn- und Bestimmungsmethoden, mit deren Hilfe die zu erwartende Bildung von Siliciummonoxid bei der Einwirkung eines Wasserstoffplasmas auf die Wand eines Quarzentladungsrohres analytisch erfaßt werden kann. Diese Methoden dienten dann zum Nachweis dafür, daß die bei früheren Plasmaexperimenten erhaltenen Kondensationsprodukte aus reduziertem SiO_2 bestehen.

Um für spätere Versuche, bei denen Wasserstoffplasmen oder H-Ionen unter Varrierung der Energie mit Quarztargets zur Reaktion gebracht werden sollen, über ein relativ einfaches Verfahren zu verfügen, das an der Innenwandung des Reaktionsraumes kondensierende SiO quantitativ zu entfernen und dann zu bestimmen, ohne nach jedem Versuch diesen Teil der Apparatur demontieren zu müssen, wurde die Überführbarkeit von SiO in SiCl₄ (Sdp. 57,6 °C) unter den für diesen Zweck vertretbaren Bedingungen geprüft. Es erfolgte jedoch bis zu Temperaturen von etwa 400 °C keine merkbare Reaktion einer gepulverten SiO-Probe der Fa. E. Merck mit einem aus Jodtrichlorid durch thermische Dissoziation hergestellten, extrem getrockneten und sauerstofffreien Chlorstrom. Vermutlich liegt es daran, daß Siliciummonoxid sich durch kurzzeitige Einwirkung der Atmosphäre mit einer schützenden SiO₂-Schicht umgibt, ein Umstand, der auch bei seiner argentometrischen Bestimmung zu berücksichtigen ist.

Von den verschiedenen Reaktionen des SiO ist, wie Ritter (2) gezeigt hat, die folgende von v.Wartenberg (3) angegebene für die Analyse sehr geringer Mengen geeignet:



Eine bestimmte Menge einer Silberperchloratlösung von genau bekanntem Gehalt wurde zu der eingewogenen Probe gegeben und durch Hinzufügen von 1 ml etwa 10%iger HF-Lösung augenblicklich zur Reaktion gebracht. Die Bestimmung der unverbrauchten Ag⁺-Menge erfolgte nach Zugabe von ca. 1g Ba(NO₃)₂, das zur Verringerung der Ag⁺-Absorption durch ausgefallenes Silberjodid diente, potentiometrisch mit Hilfe einer n/100 KJ-Lösung. Der Äquivalenzpunkt ließ sich sehr genau bestimmen, wenn außer einer Abschirmung der Meßelektrode gegenüber Temperaturstrahlung die oft etwas längere Zeit dauernde Einstellung des Gleichgewichtes abgewartet wurde.

Eine Si-Bestimmung erfaßt naturgemäß alles Silicium ohne Rücksicht auf dessen Oxydationszustand. Sie wurde vorgenommen, indem eine eingewogene Probe in einem Silbertiegel durch Schmelzen mit NaOH unter Zugabe von Natriumperoxid, was sich zur Gewinnung reproduzierbarer Ergebnisse als notwendig erwies, in lösliches Silikat umgewandelt wurde. Nach Überführung in Silicomolybdän-

säure wurde das Si aufgrund einer von King und Watson durchgeführten Untersuchung (4) mit 4-Dimethylamino-1-phenyl-2,3-dimethylpyrazolon-(5)(Pyramidon) als Pyramidonsilicomolybdat gefällt, dann filtriert, bei 70 °C getrocknet und gewogen.

Zur Analyse standen zwei Proben solcher oben erwähnter Kondensationsprodukte, die bei früheren Thetapinch-Experimenten erhalten wurden, zur Verfügung. Sie waren allerdings bereits lange Zeit der Atmosphäre ausgesetzt. Probe I bestand aus dünnen, braunen, glimmerähnlichen Plättchen von spröder Beschaffenheit und unterschied sich von der nahezu farblosen Probe II noch durch die offensichtlich größere Schichtdicke. Die nach den angeführten Methoden bestimmte mittlere analytische Zusammensetzung betrug:

	I	II
SiO ₂	84,7	91,0 Gew. %
Reduzierter Anteil, berechnet als SiO	9,6	2,9 "

Unter Zusammenfassung aller bisherigen Beobachtungsergebnisse ist die Aussage gerechtfertigt, daß bei der Einwirkung von Wasserstoffplasmen auf die Quarzwandung der Entladungsrohre in bereits erheblichem Umfang eine Bildung von Siliciummonoxid festzustellen ist. Auch der augenblicklich hohe SiO₂-Gehalt des Kondensats steht, berücksichtigt man die Vorgeschichte der vorhandenen Proben, dazu nicht im Widerspruch.

Literatur:

- (1) Arbeitsberichte der theoretischen und experimentellen Gruppen für das Jahr 1965.
Jül-381-PP
- (2) E. Ritter,
Diss. Univ. Innsbruck, 1958.
- (3) H. v. Wartenberg,
Z. Elektrochem. 53, 343 (1949).
- (4) E.J. King und J.L. Watson,
Mikrochemie 20, 49 (1936).

WISSENSCHAFTLICH-TECHNISCHE ARBEITEN

Arbeiten zum Aufbau von Kondensatorbatterien (F.H. Bohn, F.J. Friedrich, A. Liedtke, F. Lorbach und C. Stickelmann).

Schalterkästen

Von der Firma BBC wurden zwei Exemplare der neuentwickelten Drauf- und Crowbarschalter fertiggestellt und uns zur Erprobung übergeben. Es wurde deren Verhalten während des Normalbetriebes untersucht und auch das Vorzünden eines Crowbarschalters simuliert, wobei es wesentlich war, den Umfang der Erosion durch die Funkenstreckenlichtbögen zu ermitteln. Nach 5000 Entladungen ließ der gute Zustand der Gehäuse auf eine mehrfache Lebensdauer schließen.

Sicherheitsschaltung

Beim Vorzünden eines Crowbarschalters würde der Gesamtstrom der Batterie über diesen Schalter fließen und außer ihm auch alle Kabel und Anschlußstücke zerstören. Deshalb erhält jeder Schalter eine Sonde in Form einer Koppelspule, in der eine Spannung induziert wird, sobald der Schalter durch Vorzündung Strom führt. Dieses Signal steuert den Crowbar-Triggergenerator an, so daß sofort alle anderen Crowbarschalter ausgelöst werden und der Strom sich gleichmäßig verteilt. Mit den Untersuchungen zur Dimensionierung der Koppelspule und zur Verbesserung des Signal-Störverhältnisses wurde begonnen.

Kontakte

Es zeigte sich, daß die Zerstörung der Kontakte in erster Linie durch die dynamische Beanspruchung bedingt ist und, wie anhand von Schliffbildern nachgewiesen werden konnte, eine thermische Ursache dafür ausscheidet. An den bisherigen Kontakten traten infolge der Relativbewegung der zu kontaktierenden Kollektorbauteile und der hohen Stromkräfte an besonders gefährdeten

Querschnitten entlang der Korngrenzen Haarrisse auf, die bei hoher Strombelastung Mikrolichtbögen und somit einen Abbrand des Kontaktwerkstoffs verursachten. Im Dauerbetrieb führten diese Lichtbögen schließlich zur Zerstörung des Kontaktes. Aus den Schliffbildern konnte weiterhin entnommen werden, daß an den nicht gefährdeten Kontaktstellen keine Temperaturen über 300 °C auftreten.

Durch Anbringen von Stützstegen innerhalb des Kontaktes und durch sorgfältige Werkstoffauswahl gelang es, diese Nachteile weitgehend zu beheben.

An geteilten Spulen und bei Spulen mit kleinem Durchmesser können abgestützte Kontakte nicht verwandt werden. Hier wurde ein niederinduktiver Flachkontakt aus einem hochfesten Stahl (austenitischer Cr-Ni-Stahl) entwickelt, der sich im Laufe des Jahres in mehreren Versuchsanordnungen bewährt hat.

Niederinduktive 40 kV Batterie

Zu Beginn des Jahres wurde eine 15 kJoule-Anlage in Betrieb genommen, bei der die Spulenspannung nach 40 nsec 30 kV erreicht. In einer 150 mm langen Spule mit einer Bohrung von 42 mm wird innerhalb von 0,65 µsec ein Feld von 120 kGauß aufgebaut. Mit Hilfe von Kurzschlußschaltern kann die Entladung bei Bedarf nach der ersten Halbwelle abgeschaltet werden. Über weitere Einzelheiten dieser Anlage wurde auf einer internationalen Ingenieurtagung in Rom berichtet (1).

Untersuchungen an Schaltfunkenstrecken

Druckfunkenstrecken für höhere Spannungen.

Eine Druckfunkenstrecke für 85 kV wurde entwickelt und erprobt, wobei ihr Verhalten im Druckbereich bis 8 atü untersucht wurde. Es konnte bei hohen Spannungen leicht ein großer Arbeitsbereich realisiert und ein Kurzzeitbereich bis herunter zu einem Drittel der statischen Durchschlagspannung erreicht werden. Der Absolutwert der Zündverzugszeit ist jedoch größer.

Druckfunkenstrecken ohne Entkopplungsleitungen.

Druckfunkenstrecken mit großem Arbeitsbereich und geringen Streuzeiten wurden im Parallelbetrieb untersucht. Wird jede Funkenstrecke von einem Kondensator gespeist, so treten keine Schwierigkeiten auf; Entkopplungsleitungen werden nicht benötigt. Kondensatorbatterien, bei denen Leitungen aus räumlichen Gründen nicht erforderlich sind, können daher in Zukunft ohne Entkopplungsleitungen gebaut werden.

Auch der Betrieb mehrerer parallelgeschalteter Funkenstrecken aus einem Kondensator ist möglich. Über die hierbei auftretenden Probleme wurde auf der nordamerikanischen Ingenieurtagung in Oak Ridge im Oktober berichtet (2).

Bauelemente für Spannungen über 40 kV

Niederinduktive Bauteile für hohe Spannungen lassen sich nur konstruieren, wenn das Isoliermaterial bis zur Leistungsgrenze beansprucht wird. Um die Lebensdauer solcher Bauteile zu erhöhen, ist man bestrebt, die Anlage nur kurzzeitig mit der erforderlichen Spannung zu belasten, indem man sie durch eine Stoßspannung auflädt und sofort mit der Entladung beginnt. Hierzu bietet sich neben einem Marx-Generator die Transformatoraufladung an: Eine Niederspannungs-Batterie speist die Primärwicklung, und die Sekundärwicklung lädt die Hochspannungsanlage auf. Dieses Prinzip ist für uns äußerst ökonomisch, da genügend Niederspannungsbatterien vorhanden sind, während bei den Experimenten in zunehmendem Maße höhere Spannungen benötigt werden.

Mit den grundlegenden Untersuchungen hierzu wurde begonnen und ein Prototyp eines 3 kJoule-Überträgers von 20 auf 100 kV aufgebaut und erprobt.

Literatur:

- (1) W. Anger, F.H. Bohn und F.J. Friedrich,
KFA-Bericht Jül-374-PP.
- (2) F.J. Friedrich und E. Hintz,
Symposium on Engineering Problems of Controlled
Thermonuclear Research, Oak Ridge, Tennessee 1966.

Forschungsarbeiten in der Versuchsanlage Salzgitter-Hallendorf
des Hochspannungsinstituts der TH Braunschweig (D. Kind und
W. Koch).

Die seit dem 1.5.1963 vertraglich vereinbarte Zusammenarbeit zwischen der KFA und der Braunschweiger Forschungsgruppe, Prof. Kind, wurde auch im Jahre 1966 fortgeführt. Sie betrifft ein Forschungsvorhaben von Prof. Marx, das vom Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung mitgefördert wird. Das Programm und die laufenden Arbeiten wurden von W. Koch betreut.

Crowbar-Funkenstrecken (R. Brilka, I. Christou und P. Harms).

Im Rahmen des gemeinsamen Programms wurden die Untersuchungen der Probleme des Parallelbetriebs von Kondensatoreinheiten fortgesetzt. Durch Fehlersimulation mit Hilfe von experimentellen Untersuchungen und ergänzenden Analogie-Berechnungen wurden die wichtigsten Störungsfälle erfaßt. Es ergab sich, daß beim Betrieb großer Kondensatorbatterien mit Crowbar-Einsatz ein kritischer Störfall beim Vorzünden einer Crowbar-Funkenstrecke vorliegt. In der fehlerhaften Kondensatorgruppe der Batterie können in diesem Fall Ströme in der Größenordnung von 600 kA auftreten. Dabei werden die Schaltelemente und Kabel durch Stromkräfte überlastet. Die erforderliche Untersuchung der zulässigen Strombelastbarkeit der Kabel (BICC 20 P 2) ergab einen Grenzwert von ca. 115 kA, der für die Verhältnisse in der 0,6/1,2 MJoule-Batterie ausreichend ist. Durch Bandagierung der Kabel kann dieser Grenzwert für andere Betriebsfälle erhöht werden.

Das 20 kV-Kurzschließer-System für die 1,2 MJoule-Batterie wurde durch die Konstruktion und Erprobung eines Zündgenerators für 48 Einheiten komplettiert. Darüber hinaus wurde die Anwendungsmöglichkeit des Systems für Spannungen bis 40 kV untersucht. Als zweckmäßige Anordnung wurde eine in Gießharz gekapselte Druckfunkenstrecke mit Schienenanschluß gewählt. Bei einer Eigeninduktivität von 42 nH ist diese Kurzschließer-Anordnung für Batterien im Spannungsbereich um 40 kV verwendbar. Die Lebensdauer ist geringer als bei der bisherigen offenen Konstruktion.

Induktive Speicherung (P. Harms und H. Ohlmer).

Die Bemühungen um die Probleme der induktiven Speicherung für Hochstromanlagen wurden durch die Erprobung einer Vielfachschaltung (Stoßstromgenerator), mit deren Hilfe die beliebige Stromanpassung zwischen Speicher und Last durchgeführt werden kann (H. Ohlmer, P. Harms), fortgesetzt. Ein grundsätzliches Problem bleibt die Entwicklung eines geeigneten Schaltgerätes. Eine Kombination aus einem Sprengtrenner mit paralleler Sicherung und getriggerten Funkenstrecken erfüllt zwar alle Bedingungen, ist jedoch für den praktischen Einsatz zu aufwendig. Deshalb soll versucht werden, einen Ölströmungsschalter dafür weiterzuentwickeln. Zu diesem Zweck ist eine leistungsstarke Kurzschluß-Prüfanlage im Aufbau.

100 kV-Wanderfeldgenerator (M. Pillsticker).

Die Entwicklung von Hochspannungseinheiten wurde mit dem Bau eines Wanderfeldgenerators in Gießharzausführung für die Plas-mabeschleunigung fortgesetzt (M. Pillsticker). Dabei wurden im einzelnen folgende Arbeiten durchgeführt: Eine koaxiale Funkenstrecke (Eigeninduktivität 20 nH), die durch Druckvariation einen sehr weiten Arbeitsbereich hat, ist bis zu Spannungen von 100 kV voll betriebssicher. Die Erprobung hochspannungsfester, lösbarer Verbindungen zum Anschluß von Funkenstrecken und Kondensatoren an die Lastspule wurde für Betriebsspannungen bis 100 kV erfolgreich abgeschlossen. Ferner wurde ein induktivitätsarmer Rohrkondensator (3 nF, 30 nH) entwickelt, der im Einzelbetrieb bei 100 kV eine Lebensdauer von mehreren tausend Entladungen hat. Im Parallelbetrieb erwies er sich jedoch als zu störungsanfällig, so daß der zum Ende des Jahres ausgelieferte Wanderfeld-Beschleuniger vorerst nur mit 65 kV betrieben wird. Durch konstruktive Verbesserung der Kondensatoren kann die Betriebsspannung auf den vollen Wert gesteigert werden.

Arbeiten im Elektronik-Labor (W. Hopmann).

Die in den vergangenen Jahren entwickelte Kurzzeitphotographie-Fernsehkamera wurde an verschiedenen Experimenten im Institut eingesetzt. Hierbei wurde erstmals bei der Untersuchung abklingender Wasserstoffplasmen (G. Waidmann) neben der Aufnahme des Gesamtbildes auch das elektrische Signal einer Bildzeile oszillographisch registriert. Es entspricht der Leuchtdichteverteilung längs dieser Zeile. Die Ergebnisse zeigten eine befriedigende Übereinstimmung zwischen der theoretisch zu erwartenden Verteilung und dem gemessenen Signal. Der Meßbereich des Verfahrens beträgt etwa 1:20 und ist durch das Rauschniveau der Anlage und durch die Übersteuerungsgrenze der Kameraröhre gegeben. Innerhalb dieses Bereiches kann mit einer Meßgenauigkeit von ca. 10% gearbeitet werden.

Im Gegensatz zu den Verfahren, die mit Hilfe von Lichtleitern und einer Anzahl von Photomultipliern und Oszillographen die Leuchtdichte im Entladungsraum an ausgewählten Punkten kontinuierlich in der Zeit zu messen gestatten, erlaubt die Registrierung des Bildsignales der Kurzzeitphotographie-Fernsehanlage die Messung der Leuchtdichteverteilung zwar nur zu einem diskreten Zeitpunkt, jedoch kontinuierlich längs eines Profils.

Zur Erweiterung dieser Möglichkeit wurde ein Zusatzgerät gebaut, das die Registrierung von maximal 10 auswählbaren Zeilen eines Bildes mit einem Oszillographen gestattet. Durch gleichzeitige Addition einer Treppenspannung werden sie getrennt dargestellt, die registrierten Zeilen werden gleichzeitig auf dem Bildschirm des Sichtgerätes hellgetastet. Auf diese Weise kann z.B. die Leuchtdichteverteilung an mehreren Stellen eines Thetapinches gleichzeitig gemessen werden, bei Verwendung geeigneter Filter auch in verschiedenen Spektralbereichen. Gegenüber den Methoden der photographischen Registrierung mit Kurzzeitkameras und nachfolgender densitometrischer Auswertung erscheint die höhere Meßgeschwindigkeit von Vorteil. Die Anlage einschließlich des Zusatzgerätes wurde an dem 600 kJoule-Experiment eingesetzt.

Der Aufbau einer Bildwandler-Kurzzeitkamera mit einem 5-stufigen

gen TSE-Bildverstärkerrohr wurde abgeschlossen. Einschließlich der Verluste in der Registrierkamera (Öffnungsverhältnis 1:1,9) beträgt die Gesamtlichtverstärkung ca. 10 000, der Schließfaktor ungefähr 500 000. Die Öffnungsimpulse werden mit Hilfe eines Thyatron-Laufzeitkettengenerators erzeugt und können zwischen 20 nsec und 2 μ sec gewählt werden. Das Auflösungsvermögen beträgt bei einer Verschußzeit von 20 nsec noch 10 Linienpaare pro mm. Bei den kürzesten Verschußzeiten zeigt sich eine intensitätsabhängige S-Verzerrung, die auf die hohen Raumladungsdichten in der letzten Stufe zurückzuführen sein dürfte.

Zur Hochfrequenz-Vorionisation wurde ein einstufiger Impulssender unter Verwendung der Tetrode C 1149-1 entwickelt. Abstimmbare im Bereich von 5-10 MHz wird er in zwei Versionen für 4 kW oder 70 kW Ausgangsleistung bei einer maximalen Impulslänge von 200 bzw. 20 μ sec gebaut. Beide Versionen unterscheiden sich lediglich durch den Kreiskondensator des Anodenkreises und durch den Hochspannungsgleichrichter und Speicherkondensator. Die Tastung erfolgt durch Thyristoren in der Kathoden- und Schirmgitterleitung der Impulstetrode. Der Sender wurde mittlerweile in mehreren Exemplaren der 4 kW-Version gebaut.

Die Entwicklung transistorisierter Steuergeräte wurde abgeschlossen. Neben dem im Vorjahr entwickelten Zeitverzögerungsgerät für Zeiten von 0,1 μ sec bis 11 msec steht nun ein solches für Zeiten von 1 msec bis 110 sec zur Verfügung. Zur Kontrolle des Ladevorganges von Kondensatorbatterien wurde ein Spannungswächter entwickelt, der bei einer vorwählbaren Spannung mehrere Ausgangssignale (Impuls, Spannungswelle, Kontaktumschaltung) liefert. Wie bei den Zeitverzögerungsgeräten ist die Einstellgenauigkeit besser als 0,5% des Bereiches (entsprechend 5 Teilen der 1000-teiligen Skala), der Temperaturgang zwischen 15 und 55 °C unter 0,5%. Für die Bereiche 10-110-1100 Volt sind die Vorwiderstände im Gerät enthalten, für höhere Spannungen müssen äußere Vorwiderstände verwendet werden, deren Toleranzen jedoch im Gerät ausgeglichen werden können.

Zur Verknüpfung von Schaltbedingungen wurde ein Schaltverstärker entwickelt, der 4 Eingangswerte in der logischen "und"-Funktion verknüpft. 2 dieser Eingänge dienen zusätzlich als Impuls-

speicher. Als Ausgangssignal werden Impuls, Schaltwelle und Kontaktschaltung geliefert. Mit diesem Schaltverstärker können die Bedingungen, die zur Auslösung der Entladung erforderlich sind, verknüpft werden, z.B. Erreichen der Sollspannung mehrerer Batterien, Gasdruck, Auslöseimpuls einer Drehspiegelkamera usw.. Alle diese Geräte sind als Einschub-Kassetten gebaut und können freizügig miteinander kombiniert werden.

Neben diesen abgeschlossenen Geräteentwicklungen wurden Vorarbeiten zur Untersuchung von Transistor-Breitbandverstärkerschaltungen ausgeführt. Sie haben das Ziel, breitbandige, rauscharme Vorverstärker und Operationsverstärker zu entwickeln, die an verschiedenen Stellen des Instituts benötigt werden.

Druckverteilung beim Einschub von Neutralgas in Entladungsrohre (W. Teckenburg und U. Wucherer).

Im Jahresbericht 1964 wurden die Probleme bei der Verwendung eines Triodensystems als Ionisations-Druckmeßröhre zur Messung zeitlich stark veränderlicher Gasdrucke dargestellt und über die ersten Ergebnisse berichtet. Bei der damals beschriebenen Versuchsanordnung, die sich auch in der Folgezeit bewährte, wurden jedoch in zweierlei Hinsicht Verbesserungen vorgenommen:

Da in dem uns besonders interessierenden Druckbereich über 50 μ die Ausgangsspannung nicht mehr dem Druck proportional ist, wirkt sich eine Schwankung des Emissionsstromes besonders stark darauf aus. Die damit verbundene erhebliche Streuung der Meßwerte ließ sich durch eine Verbesserung in der transistorisierten Stabilisierung des Kathodenkreises beheben.

Eine zweite Fehlerquelle war durch den Aufbau der Meßsonde gegeben. Bei axialer Sondenführung, wie sie zur Aufnahme der Druckverteilung $p = p(r, z, t)$ im Entladungsrohr angewandt wurde, entsteht am senkrecht zur Strömungsrichtung des Gases stehenden Sockel des Triodensystems ein Staudruck und dadurch eine zu hohe Gasdruckanzeige, was durch eine Vergleichsmessung mit radial

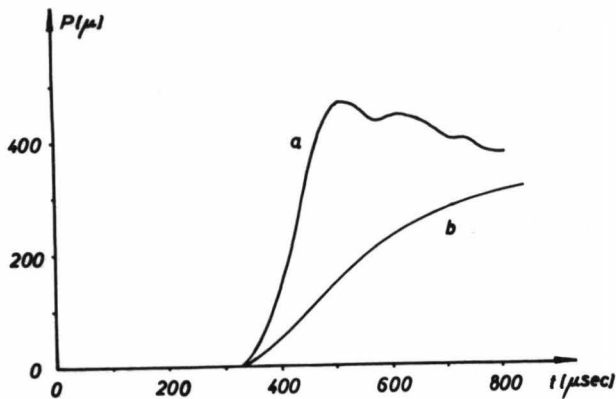


Abb. 1

Zeitlicher Druckverlauf in der Achse bei $z = 13$ cm,
a) mit axial und b) mit radial geführter Sonde.
(Konusanfang bei $z = 0$ cm)

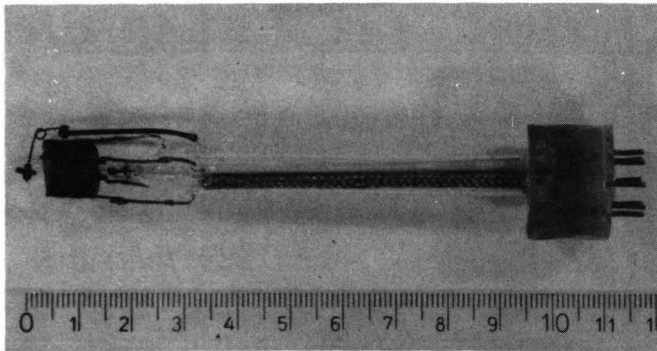


Abb. 2

Ionisationsdruckmeßröhre.

geeignete Kombination von Druck und Volumen in der Ventilkammer und der Öffnungsweite des Ventiltellers.

Bei den beiden untersuchten Ventiltypen war das Volumen der Ventilkammer mit 1 cm^3 vorgegeben. So konnte nur der Gasdruck in dieser Kammer und der Öffnungspuls, der Öffnungsweite und -zeit bestimmt, verändert werden. Der Fülldruck wurde jeweils zwischen 100 und 600 Torr variiert, denn die Messungen zeigten, daß nur in diesem Druckbereich die Füllung des 7 cm im Durchmesser betragenden Entladungsrohres mit einem einigermaßen konstanten Druck möglich ist. Ein höherer Druck in der Ventilkammer ist nur bei größeren Rohrdurchmessern sinnvoll. Durch eine Erhöhung des Fülldruckes nimmt die Flankensteilheit im viskosen Strömungs-

geführter Sonde bestätigt werden konnte (Abb. 1). Diese Fehlerquelle wurde beseitigt, indem das Elektrodensystem auf einer strömungstechnisch günstigen Führung angebracht wurde (Abb. 2).

Mit dieser verbesserten Meßröhre wurden nun ein elektromagnetisch und ein mechanisch öffnendes Kurzzeitventil geprüft. Dem vorliegenden Problem entsprechend kann die Brauchbarkeit eines Kurzzeitventils zur Füllung eines Entladungsrohres mit Neutralgas nicht allein nach der Steilheit der Druckflanke beurteilt werden. Der Druck sollte möglichst schnell bis zu einem vorgegebenen Wert ansteigen und über die Länge der Entladungsspule konstant sein. Dieser Idealfall ist nur annähernd erreichbar durch eine

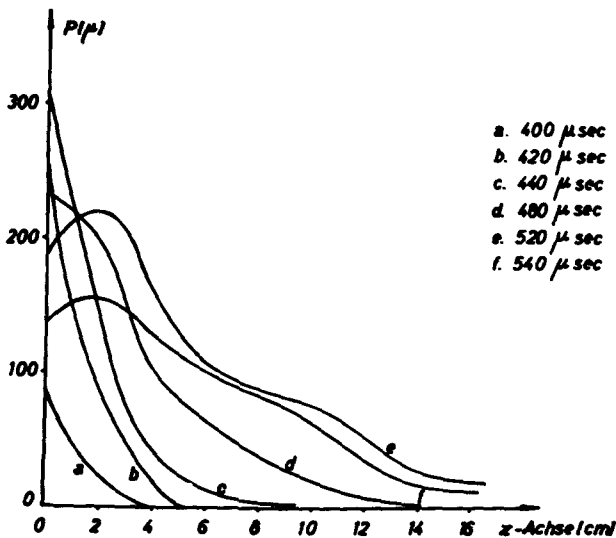


Abb. 3

Axialer Druckverlauf $p(z,t)$ mit elektromagnetischem Ventil ($U_L = 7$ kV, $p_V = 300$ Torr).

bereich zu, jedoch ist nur über einen sehr kleinen Bereich des Entladungsrohres ein Gasdruck vorhanden, der die gleichen Zündbedingungen aufweist. Mit dem elektromagnetischen Ventil ($U_L = 7$ kV) konnte bei 300 Torr erreicht werden, daß wenigstens ein etwa 4 cm langer Teil des Entladungsrohres mit annähernd konstantem Druck gefüllt wurde (Abb. 3). Die aufgenommenen Kurven zeigen deutlich die unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten im molekularen und im viskosen Strömungsbereich. Im ersteren, der durch $p \cdot d < 0,015$ Torr·cm (d = Rohrdurchmesser) begrenzt wird, breitet sich der Druckanstieg mit der thermischen Geschwindigkeit der Moleküle $v_T = 0,18$ cm/μsec aus, im viskosen Strömungsbereich $p \cdot d > 0,55$ Torr·cm pflanzt sich die Druckflanke mit der Schallgeschwindigkeit $v_s = 0,12$ cm/μsec fort. Zwischen diesen beiden charakteristischen Strömungsformen existiert ein Übergangsgebiet, das durch $0,015 < p \cdot d < 0,55$ Torr·cm begrenzt ist. Die unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten verursachen eine mit dem Abstand vom Ventil wachsende Abflachung der Flankensteilheit.

Die Ergebnisse lassen vermuten, daß das mechanisch betriebene Ventil eine größere Öffnungsweite und Öffnungsdauer hat als das elektromagnetische. Mit ihm wird auch eine bessere Reproduzierbarkeit der Meßwerte erreicht. Es soll nun versucht werden, den tatsächlichen Bewegungsablauf des Ventiltellers experimentell zu bestimmen. Diese Ergebnisse werden es ermöglichen, die für Entladungsrohre mit größeren Durchmessern erforderlichen Daten der Einlaßventile festzulegen.

bereich zu, jedoch ist nur über einen sehr kleinen Bereich des Entladungsrohres ein Gasdruck vorhanden, der die gleichen Zündbedingungen aufweist. Mit dem elektromagnetischen Ventil ($U_L = 7$ kV) konnte bei 300 Torr erreicht werden, daß wenigstens ein etwa 4 cm langer Teil des Entladungsrohres mit annähernd konstantem Druck gefüllt wurde (Abb. 3). Die aufgenommenen Kurven zeigen deutlich die unterschiedlichen Strömungs-

Entwicklung von Magnetfeldsonden (H. Bach und W. Teckenburg).

Um die von Magnetfeldsonden im Plasma verursachten Störeffekte zu verringern, wurden Versuche zur Isolierung dünner Drähte durch eine Hartglasbeschichtung ausgeführt, wobei es gelang, insbesondere solche aus Platinlegierungen ($d = 0,05 \text{ mm}$) mit einer Hartglasisolierung zu versehen. Aus diesen Drähten wurden Magnetfeldsonden hergestellt, deren Abmessungen sehr klein gehalten werden können. Die Windungen der Meßspule sind selbsttragend, wodurch ein Eindringen des Plasmas in die Spule ermöglicht wird. So sind die Störungen des Magnetfeldes durch eine Änderung der elektrischen Leitfähigkeit weitgehend vermindert. Die Abbildungen zeigen Magnetfeldsonden dieser Bauart.

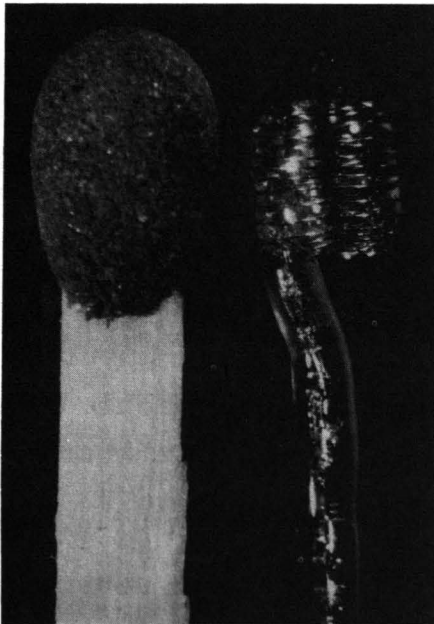


Abb. 1

Größenvergleich zwischen einer glasisolierten Magnetfeldsonde und einem Streichholz



Abb. 2

Glasisolierte B_z - B_r -Doppelsonde

Über die Galvanisierung von Kunststoffen (W. Teckenburg).

Versuche zur Metallisierung von Kunststoffoberflächen haben gezeigt, daß grundsätzlich alle Kunststoffe galvanisierbar sind, wenn die normalerweise glatte Oberfläche entsprechend vorbehandelt wird. Es bestehen jedoch erhebliche Unterschiede in der Haftfähigkeit der Metallschichten auf den verschiedenen Kunststoffarten.

Bisher ist keine Möglichkeit bekannt, Metallkerne durch chemische Bindung an Kunststoffmoleküle anzulagern, so daß die Haftfähigkeit durch eine mechanische Verbindung der Kunststoffoberfläche mit der galvanisierten Metallschicht zu erklären ist.

Zur Erzielung einer guten Haftfähigkeit ist es wichtig, die Kunststoffoberfläche möglichst gleichmäßig und feinkörnig aufzurauen, um so gute Verankerungspunkte für die Ablagerung von Metallkernen bei der Aktivierung der Oberfläche zu erhalten. Diese Metallspuren wirken bei der anschließenden stromlosen Metallisierung als Katalysator. Wegen der im allgemeinen großen Resistenz der Kunststoffe gegen Chemikalien ist in den meisten Fällen eine mechanische Aufrauung mit spanenden Mitteln erforderlich. Besonders geeignet sind Aluminiumoxyd und Quarzmehl.

Eine Sonderstellung nehmen die ABS-Kunststoffe ein. Dies sind Acrylnitril-Butadien-Styrol-Mischpolymerisate, von denen spezielle Sondertypen für die Oberflächenmetallisierung entwickelt worden sind. Eine Behandlung der Oberfläche mit Dichromat-Schwefelsäure verändert deren Struktur derart, daß die Butadien-Komponente durch Oxydation herausgelöst wird. So entsteht an der Oberfläche ein submikroskopisches Lochraster in molekularer Tiefe, das die Anlagerung von Metallkernen begünstigt und nach der Galvanisierung im Vergleich zu mechanisch aufgerauhten Kunststoffen eine etwa 10fach größere Haftfähigkeit der Metallschicht zur Folge hat.

Die Versuche waren insbesondere auf die Metallisierung von Folien mit guten elektrischen Eigenschaften (Makrofol, Mylar) ausgerichtet. Im Vergleich zu Folien aus Polyäthylen und Poly-

vinylchlorid mit einer Haftfestigkeit von ca. 100 g/cm konnte bei Mylar (500 g/cm) durch mechanisches Aufrauen mittels Sandstrahlen und bei Makrofol (400 g/cm) durch chemische Behandlung mit Natriumhypochlorit eine etwa 5fach höhere Haftfähigkeit erreicht werden.