

J A H R E S B E R I C H T 1969

des

Institutes für Plasmaphysik GmbH  
München - Garching

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

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

# INHALTSVERZEICHNIS

Seite

## EINLEITUNG

### EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 1

	1
	3
1. MJ-Theta-Pinch Experiment Isar I	6
2. Linearer Theta-Pinch Isar II	7
3. Linearer Screw-Pinch Isar III	9
4. Toroidaler Screw-Pinch Isar IV	12
5. Toroidaler Theta-Pinch	12
6. Dynamische Stabilisierung und Dynamisches Gleichgewicht	14
7. Aufheizung eines Plasmas durch stoßfreie Stoßwellen	21
8. Vorionisierung	24
9. Meßmethoden an heißen Plasmen	26
10. Numerische Auswertung	27
11. Theoretische Arbeiten	

### EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 2

	32
	32
1. Toroidale Einschließung - Wendelstein	37
2. "MICROBE": Microwave Ionization in a Crossed Beam Experiment	40
3. Multipole	43
4. Thermische Plasmen und Wellenausbreitung	47
5. Mikrowellenheizung	

### EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 3

	56
	56
1. Stationäre Aufheizung von Plasmen hoher Dichte	63
2. Plasmaerzeugung durch Laserstrahlung	67
3. Kurzzeit-MHD-Generator	69
4. Stosswellenexperimente	71
5. Edelgas-MHD-Generatoren	79
6. Wellen im Plasma	

### OBERFLÄCHENPHYSIK

	94
	94
1. Ionenbeschub von Festkörperoberflächen	95
2. Polaris	96
3. Total- und Partialdruckmessung	

### RELATIVISTISCHE PLASMEN

	99
	101
1. Elektronenkanone und Strahlführungssystem	102
2. Magnetischer Elektronenring-Kompressor	103
3. Beschleunigungssystem	105
4. Technische Entwicklungen	105
5. Ionenringexperiment	106
6. Elektronenquelle mit laserbestrahlter Kathode	108
7. Strahlung eines Elektronenrings beim Durchgang durch eine Kavität	108
8. $B_\varphi$ -Stabilisierung	

	Seite
<u>THEORIE</u>	109
1. Gleichgewicht	109
2. Stabilität	110
3. Diffusion	112
4. Turbulenz	113
5. Transportgleichung	114
6. Wellen im Plasma	115
7. Wechselwirkung Licht-Plasma	116
8. Spezielle theoretische Probleme	117
9. Spezielle numerische Berechnungen	117
10. Numerische Mathematik	119
11. Ausbildung von Programmierern	119
12. Bibliothek	120
<u>RECHENANLAGE</u>	126
1. IBM 7090 / IBM 360-50	126
2. IBM 360-91	127
<u>TECHNIK</u>	129
1. Technische Beiträge zu den experimentellen Arbeiten im Institut	129
2. Technologische Forschungsarbeiten	137
3. Standardgeräte und Bauelemente	154
4. Sonstige technische Arbeiten	157
5. Zentralwerkstätten	166
<u>GESCHÄFTSFÜHRUNG UND VERWALTUNG</u>	
I. Organisatorischer Aufbau der Institut für Plasmaphysik GmbH	172
II. Entwicklung im Jahre 1969	176
<u>Veröffentlichungen</u>	182
<u>Laborberichte</u>	189

## EINLEITUNG

Hauptaufgabe des Instituts für Plasmaphysik der Max-Planck-Gesellschaft ist es, die physikalischen und technischen Voraussetzungen der Energieerzeugung mittels gesteuerter thermonuklearer Fusion zu untersuchen. Aus den Arbeiten der Astrophysiker ist bekannt, daß die Sonne sowie alle anderen normalen Sterne ihren Energiebedarf durch nukleares Verbrennen ("Fusion") von Wasserstoff zu Helium decken. Seit etwa 20 Jahren zielt das weltweite Bemühen der Physiker darauf ab, auf der Erde den analogen Verbrennungsprozeß in einem Gemisch der reaktionsfreudigeren, schweren Isotope des Wasserstoffs, Deuterium und Tritium, steuerbar in Gang zu bringen. Das wissenschaftliche Hauptproblem ist, Methoden zu finden, ein heißes Plasma mittels magnetischer Felder zusammenzuhalten. Wenn es gelingt, ein genügend heißes Plasma ( $> 100$  Mio Grad) genügend hoher Dichte ( $\approx 10^{15}$  Teilchen/cm<sup>3</sup>) über hinreichend lange Zeit ( $\approx 1$  sec) einzuschließen, dann werden die thermonuklearen Reaktionen mehr Energie liefern, als aufgewendet werden muß, das Plasma aufzuheizen, und als sicher durch Strahlung verloren geht.

Dieses Ziel zu erreichen, erfordert umfangreiche physikalische Grundlagenforschung. Im Institut für Plasmaphysik wurden zwei getrennte Wege beschritten: Erzeugung eines heißen und dichten Fusionsplasmas, ohne zunächst auf gute Einschließung Wert zu legen (Thetapinch) und die Untersuchung der Einschließung eines kalten niedrigen- $\beta$ -Plasmas in einer ringförmig geschlossenen Anlage vom Typ "Stellarator". ( $\beta$  bezeichnet das Verhältnis von Plasmadruck zu Magnetfelddruck). Da die Experimente zeigten, daß mit Hilfe der schnellen magnetischen Kompression die nötigen Temperaturen und in den Stellaratoren die erforderlichen Einschlußzeiten erreicht werden können, richtet sich jetzt die Arbeit des Instituts auf die Untersuchung des Einschlußverhaltens eines heißen Plasmas. In den Stellaratoranlagen wird versucht, die Plasmatemperaturen zu erhöhen; Theta-Pinch-Entladungen in ringförmigen Entladungsgefäßen sind in Vorbereitung.

Neben der Frage des stabilen Plasmaeinschlusses in einem Magnetfeld wird für einen künftigen Fusionsreaktor ein weiteres Problem von entscheidender Bedeutung werden: das Wandproblem. Die Kenntnis der Wechselwirkung zwischen Strahlung jeglicher Art aus dem Plasma und dem umgebenden Vakuumgefäßmantel ist notwendig, um sicher zu sein, daß sie weder zu einer Erhöhung der Plasmaverluste beiträgt, noch die Wände zerstört.

Neben den Problemen der fusionsorientierten Forschung wurde in geringerem Umfang die Möglichkeit untersucht, das Plasma als bewegten Teil von Generatoren zu benutzen, ferner das im Jahre 1968 aufgenommene Studium relativistischer Plasmen fortgesetzt.

Das wissenschaftliche Programm des Instituts, mit fünf experimentellen Abteilungen und den Abteilungen Theorie und Technik, wird durch Beschlüsse der Wissenschaftlichen Leitung festgelegt, eines kollegialen Organs, dem die Wissenschaftlichen Mitglieder des Instituts angehören. Die Herren Schlüter und Meusel sind Geschäftsführer der GmbH. Leitung und Verwaltung des Instituts folgen den Grundsätzen der Max-Planck-Gesellschaft. In einem Vertragsnachtrag wurde die Verlängerung des seit acht Jahren bestehenden Assoziationsvertrages mit EURATOM für das Berichtsjahr vereinbart. Die Verbindung zu den übrigen Vertragspartnern von EURATOM wurde - insbesondere auf dem Wege über die Groupe de Liaison und dem neugeschaffenen Direktionsausschuß - intensiviert.

Die Schwerpunkte des wissenschaftlichen Programms der Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 1 (Prof. Dr. E. Fünfer) bilden Hoch- $\beta$ -Stellarator und Screw-Pinch, in denen versucht wird, heiße Plasmen hoher Dichte über hinreichend lange Zeit einzuschließen. Ein lineares Experiment, an der großen Theta-Pinch-Anlage ISAR I (2.6 MJ), mit  $\ell = 1$  helikalem Magnetfeld zeitigte bei der Prüfung der MHD-Stabilität sehr ermutigende Ergebnisse bezüglich des Einschlußverhaltens. Die nötigen technischen Vorbereitungen wurden eingeleitet, das durch schnelle magnetische Kompression erzeugte Plasma in einem ringförmigen Entladungsgefäß zu untersuchen.

Im Screw-Pinch wird wie in den bekannteren Zeta- und Tokamak-Anordnungen das Magnetfeld eines im ringförmigen Plasma induzierten Kreisstromes zum Einschluß mitbenutzt. Der wesentliche Unterschied zum Tokamak besteht darin, daß die Plasmaströme im Screw-Pinch über der Kruskal-Grenze liegen und daher das Plasma instabil ist. Um diese Instabilität zu bekämpfen werden programmierte Magnetfelder sowie dynamische Stabilisierung eingesetzt. In einem ersten Schnitt werden Experimente in linearen und kleinen toroidalen Anlagen durchgeführt. Die Versuche zur Aufheizung von Plasmen mittels stoßfreier Stoßwellen wurden weitergeführt und ein größeres Experiment vorbereitet. Zur Diagnostik der Plasmaeigenschaften werden spezielle Meßmethoden entwickelt; so geben Streumessungen von Laserlicht in Vorwärtsrichtung und unter  $90^\circ$  Aufschluß über die Elektronen- und Iontemperatur des Plasmas.

In der Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 2 (Dr. G. von Gierke) galt das wesentliche Interesse weiterhin dem Einschluß vergleichsweise kalter, aber thermischer Plasmen in toroidalen Magnetfeldkonfigurationen vom Typ Stellarator und Multipol. Bereits Ende des vergangenen Jahres war gezeigt worden, daß die Diffusion eines durch Kontaktionisation erzeugten, stoßdominierten Bariumplasmas durch das verscherungsarme Magnetfeld des Stellarators "Wendelstein II A" mit einer Geschwindigkeit erfolgt, die aus den Gesetzen der resistiven Diffusion - modifiziert für ein rotationssymmetrisches Stellaratorfeld - zu erwarten war. Weiterhin waren steile Dichteminima bei bestimmten Werten des Winkels der Rotationstransformation gefunden worden. Diese "Resonanzen" zeigten sich auch, wenn das Plasma durch Photoionisation oder durch Elektronenzyklotronresonanzheizung erzeugt wurde. Mit den Vorarbeiten zum Bau eines großen Stellarators (Wendelstein VII) mit supraleitenden Spulen für das Hauptfeld von 40 kG wurde begonnen. - In linearen Anordnungen (Q - Maschinen) wurden die grundlegenden Untersuchungen an kontaktionisierten Plasmen weitergeführt. Verschiedene Methoden der Plasmaerzeugung und -heizung durch resonante oder nichtresonante Wechselfelder in linearen Magnetfeldgeometrien wurden verbessert und die Eigenschaften der so produzierten Plasmen untersucht.

In der Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 3 (Prof. Dr. R. Wienecke bis 31. August 1969, Dr. S. Witkowski kommissarisch seit 1. September 1969) wurden die Untersuchungen zur stationären Heizung von Plasmen in Lichtbögen mit überlagertem Magnetfeld fortgesetzt, Heiz- und Verlustmechanismen zu klären. Streuversuche von Laserlicht am Plasma eines stationären Wasserstoffbogens zeigten Abweichungen gegenüber dem theoretisch erwarteten spektralen Verlauf, Abweichungen, die von Dichteschwankungen herrühren und zusammen mit Mikroinstabilitäten auftreten. Theoretische Arbeiten untersuchten die Stabilisierung durch Magnetfelder im Detail. In der Gruppe, die sich mit der Ausbreitung von Wellen im Plasma beschäftigt, wurde den Mitföhreungseffekten von Mikrowellen in strömenden Plasmen besondere Aufmerksamkeit geschenkt. Die Untersuchungen zur stochastischen Heizung eines Plasmas wurden fortgeführt.

In einer weiteren Arbeitsgruppe standen die Arbeiten an MHD-Generatoren im Vordergrund des Interesses. Die Messung der räumlichen Verteilung von Stromdichte und elektrischem Potential wurden weitergeführt. Zum erstenmal gelang es auch in einem Generator bei stationärem Betrieb sogenannte "streamers" nachzuweisen. Weiterhin konnte gezeigt werden, daß der Einfluß von Instabilitäten bei stärkeren Magnetfeldern wieder abnimmt. Numerische Rechnungen zu Ionisationsinstabilitäten ergaben gute Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden. Parallel dazu wurde in Zusammenarbeit mit einer Industriefirma das Projekt der Entwicklung eines Kurzzeit-Verbrennungs-MHD-Generators begonnen, welcher während 10 Sekunden eine elektrische Leistung von etwa 10 MW liefern kann. In der Stoßwellengruppe wurde die Wechselwirkung schneller Plasmastrahlen mit zu ihrer Bewegungsrichtung parallelen und senkrechten Magnetfeldern untersucht, reflektierte Stoßwellen erzeugt, die stromaufwärts aus der Wechselwirkungszone herauslaufen. Die Untersuchung der Erzeugung und Expansion eines Plasmas durch Beschuß dünner Folien aus festem Wasserstoff oder Deuterium mit Riesenimpulslasern wurde fortgesetzt. Es zeigte sich, daß sich das für Wasserstoff entwickelte Modell auf Deuterium übertragen läßt. Methoden zur Temperaturmessung an lasererzeugten Plasmen wurden vorbereitet, die Untersuchung der Wechselwirkung Laser-Plasma theoretisch weitergeführt.

Nach einem Beschluß der Wissenschaftlichen Leitung wurde am 1. Juli 1969 eine neue Abteilung Oberflächenphysik (Privatdozent Dr. E. W. Blauth) gegründet, in die das Personal der Gruppe "Wandprobleme" der Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 2 eingebracht wurde. - Ein Plasma, durch starke magnetische Kräfte in der Mitte des Entladungsgefäßes festgehalten, verliert stets einen Teil seiner Ionen durch Diffusion quer zum Magnetfeld. Sie treffen mit relativ hoher Energie auf die Gefäßwände und bewirken Zerstäubungsprozesse; abgetragene Teilchen können als Verunreinigungen ins Plasma zurückgelangen und eine Abkühlung verursachen. Die Reinheitsforderungen an Fusionsplasmen werden außerordentlich hoch sein. Daher wurde in Grundlagenversuchen der Einfluß von Teilchen- und Wellenstrahlung auf Festkörperoberflächen geprüft, ebenso die Wirkung von Strahlenschäden in der Tiefe der Wandmaterialien. Die Untersuchungen umfaßten Zerstäubungsexperimente mit Messung der Geschwindigkeitsverteilung der zerstäubten und rückgestreuten Partikel, Streuung von niederenergetischen Ionen an reinen und beladenen Oberflächen, Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen. Zur direkten Beobachtung von Oberflächen wurde die Feldemission benutzt. Eine Ionen-Elektronenstrahl-Mikrosonde war im Bau. Als wichtige Hilfsmittel wurden zur Messung von Partialdrücken Massenspektrometer, von Totaldrücken Ionisationsmanometer entwickelt. Die Wechselwirkung von Plasma und Wand wird speziell an einem Theta-Pinch-Experiment studiert werden. Es soll dazu beitragen, Methoden zu entwickeln, den Verunreinigungsgrad von Theta-Pinch-Plasmen herabzudrücken. In einem weiteren Experiment wurde der Einfluß der Vorgeschichte auf die Geschwindigkeit der Gasauflagerung untersucht.

In der Abteilung Relativistische Plasmen (Prof. Dr. A. Schlüter) wurden die technischen Voraussetzungen für Experimente zur Erzeugung und magnetischen Kompression ringförmiger Elektronenströme mit relativistischen Geschwindigkeiten geschaffen. Verschiedene Verfahren zur Erzeugung eines genügend dichten, gebündelten Elektronenstrahles wurden geprüft, unter anderem die Elektronenemission aus einer mit Laserlicht bestrahlten Metalloberfläche. Daneben liefen Untersuchungen an geeigneten Ionenquellen zur Beladung der Elektronenringe. Durch eine dreistufige Kompression gelang es, Elektronenringe von 2.5 cm Radius zu erzeugen und dabei die Elektronen auf etwa 20 MeV zu beschleunigen. Die Gesamtteilchenzahl im Ring liegt noch etwa um zwei Größenordnungen unter dem gewünschten Wert von  $10^{13}$  Elektronen/cm<sup>3</sup>.

Umfangreiche theoretische und numerische Rechnungen galten Fragen des zeitlichen Verlaufs der Kompression des Rings und seiner Stabilität. Die Vorarbeiten für eine Expansionsbeschleunigungsstrecke und zu den technischen Voraussetzungen zur Erhöhung der Repetitionsrate der Kompression wurden aufgenommen.

Die Arbeit in der Abteilung Theorie (Privatdozent Dr. D. Pfirsch) umfaßten den gesamten Bereich von Untersuchungen zu den theoretischen Grundlagen der Plasmaphysik und von solchen, die unmittelbar mit der Interpretation von Messungen oder mit der Vorbereitung konkreter Experimente verbunden waren. Dem Verständnis dienten insbesondere die Arbeiten über die mikroskopische Theorie und eine Anzahl von Versuchen, die linearen Theorien in den Bereich großer Amplituden durch Berücksichtigen nichtlinearer Effekte auszudehnen. In direktem Zusammenhang mit den experimentellen Untersuchungen zum toroidalen Einschluß und seiner Stabilität standen eine größere Zahl von theoretischen Arbeiten, u. a. die analytische und numerische Berechnung von Magnetfeldern. Auch das Problem des langsamen Entweichens des Plasmas aus einem Magnetfeld durch die Wirkung dissipativer Effekte konnte genauer behandelt werden. Numerische Rechnungen zu stoßfreien Driftwellen, zur Injektion und Kompression eines Rings relativistischer Elektronen und zur Stabilität des relativistischen Strahlgleichgewichts wurden durchgeführt, die numerische Analyse des dynamischen Verhaltens von Plasmen bei schneller magnetischer Kompression weiterentwickelt. Die Gruppe für angewandte Mathematik untersuchte die Möglichkeiten, numerische Methoden zur Behandlung physikalischer Probleme heranzuziehen. Die Verfahren zur numerischen Behandlung des Vielkörperproblems wurden verfeinert. Seit Beginn des Berichtsjahres steht der Abteilung eine Großrechenmaschine vom Typ IBM 360/91 zur Verfügung. Die Ausbildung von Programmierern wurde intensiviert.

In der Abteilung Rechenanlage (Prof. Dr. A. Schlüter) wurde mit der Erstellung von Systemprogrammen für den optimalen Betriebsablauf der Großrechenanlage des Instituts begonnen, sowie u. a. Vorarbeiten zu einem integrierten Data Management System geleistet.

Den größten Teil der Arbeit in der Abteilung Technik (Dipl.-Ing. K.H. Schmitter), wie technische Problemlösung, Verfahrensentwicklung, Anlagenplanung, Konstruktion und Fertigung, beanspruchten die physikalischen Großexperimente. U. a. wurde mit den Konstruktionsarbeiten für ein mittelgroßes toroidales Theta-Pinch-Experiment begonnen, die vorhandene lineare Spule der Anlage ISAR I umgebaut, ein Magnet, der im Pulsbetrieb Feldstärken bis zu 65 kg liefert, für das Kurzzeit-MHD-Projekt konzipiert, Vorarbeiten für die Ringe des supraleitenden Quadrupols W VI geleistet, die großen supraleitenden Spulen für den Stellarator W VII entworfen, Rubinlaser-Systeme für die Plasmaerzeugung und -diagnostik fertiggestellt. Außerdem wurde die Bearbeitung von Themen der technischen Grundlagenforschung für die Planung der Anlagen und für die Entwicklung der notwendigen Bauelemente fortgeführt: Bemessungsgrundlagen für große Kompressionsexperimente, Elektrodenerosion in Funkentladungen, Funkenstreckenzündung durch Laserlicht. Die Untersuchungen auf dem Gebiet der Tieftemperatur- und Supraleitungstechnik wurden intensiviert, um die technischen Grundlagen für den Bau und den Einsatz großer supraleitender Magnetfeldanordnungen zu schaffen. Die Entwicklungsarbeiten, insbesondere an Neodym-Flüssigkeitslasern mit zirkulierendem Medium und Q-Switch und an Höchstleistungs-Neodym-Glaslasern wurden fortgeführt, sowie die Produktion von Rubinglasstäben für Laser vorbereitet. Auf dem Gebiet der Kurzzeitelektronik wurden u. a. die Bildwandlerkameras weiterentwickelt und zur Serienreife gebracht. Neben diesen anwendungsorientierten Problemen wurde mit den technischen Vorarbeiten zum Fusionsreaktor begonnen.

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

Das Jahr 1969 ist durch eine stark ansteigende Aktivität auf dem Gebiet toroidaler Hoch-Beta-Konfigurationen gekennzeichnet. Eine Ursache dafür sind unter bestimmten Bedingungen günstige theoretische Aussagen über Gleichgewicht und Stabilität von schnellen Stellaratoren, über die Möglichkeit der Unterdrückung von MHD-Instabilitäten beim Screw-Pinch durch programmierte Felder, durch dynamische Stabilisierung und durch Feedback-Stabilisierung. Im Rahmen des Instituts wurden von einem Hoch-Beta-Planungsausschuß die heute bekannten Konfigurationen diskutiert und in einem Bericht Empfehlungen für ein Hoch-Beta-Programm gegeben. Dies führte zu einer Konzentration der Versuche auf zwei Konfigurationen, den Hoch-Beta-Stellarator und den Screw-Pinch. Dagegen wurden die Versuche an M + S - Konfigurationen zunächst eingestellt, da die z. Z. vorliegenden theoretischen Überlegungen zu ungünstigen Aussagen über Gleichgewicht und Stabilität führten. Einer der Gründe ist dabei die starke Dynamik des Plasmas während der Aufheizphase durch schnelle Kompression.

Die toroidalen Screw-Pinch-Experimente wurden im Gegensatz zu anderen Instituten bewußt in das Gebiet ausgedehnt, in dem die Kruskal-Shafranov-Grenze überschritten wird. Das Ziel ist dabei, die Anwachsraten der MHD-Instabilitäten in Abhängigkeit von Feld-Plasma-Parametern zu studieren. Damit soll dann eine Antwort auf die Frage gefunden werden, ob dynamische Stabilisierung und Feld-Programmierung geeignet sind, die Anwachsraten der MHD-Instabilitäten in ausreichendem Maße herabzusetzen. Aus technischen Gründen wurden die ersten Versuche zur dynamischen Stabilisierung an einer linearen Anordnung durchgeführt und zeigten, daß mit dieser Methode im Prinzip eine, allerdings kleine Verringerung der Anwachsrate einer  $m = 1$  Instabilität erreichbar ist. Leider sind die Ergebnisse insofern wenig ermutigend, als sich daraus ableiten läßt, daß beim Übergang von den hier verwendeten Plasmen mit Temperaturen von einigen hundert eV zu Fusionsplasmen der Leistungsbedarf für die dynamische Stabilisierung einen enormen technischen Aufwand erfordert.

Die Einflüsse der toroidalen Krümmung wurden an einem toroidalen Screw-Pinch mittlerer Größe untersucht. Er war so dimensioniert, daß die Plasmaparameter vom stoßbehafteten bis zum annähernd stoßfreien Falle variiert werden konnten. Die experimentell ermittelten Werte der Gleichgewichtslage und die Anwachsraten der MHD-Instabilitäten wurden mit teils vorhandenen, teils neu entwickelten theoretischen Modellen verglichen. Beim einfachsten Modell mit reinen Oberflächenströmen zeigten sich Abweichungen vom Experiment. Besser war die Übereinstimmung mit dem sogenannten constant pitch-Modell, bei dem ein gut leitfähiges, aber praktisch druckloses Plasma außerhalb des dichten Plasmakerns angenommen wird. In einem neu entwickelten MHD-Code wurde dann auch die einschränkende Annahme einer scharfen Plasmagrenze fallen gelassen und mit diffusem Feld- und Dichteverlauf gerechnet. Dabei ergab sich eine weitgehende Übereinstimmung mit dem Experiment. Weitergehende theoretische und experimentelle Arbeiten zielen nun darauf hin, mit Hilfe geeignet programmierter Felder günstigere Stabilitätseigenschaften zu erreichen.

Die ersten Untersuchungen am Hoch-Beta-Stellarator wurden mit einer  $\ell = 3$  Konfiguration begonnen. Sie führten zu Einschlußzeiten, die auf Instabilitäten schließen lassen. Dies ist auch aus theoretischen Überlegungen zu erwarten. Außerdem waren die Versuche mit Plasmen geringer Leitfähigkeit durchgeführt worden, so daß Felddiffusion eine wesentliche Rolle spielte. Da theoretische Ergebnisse unter gewissen Voraussetzungen Stabilität für den  $\ell = 1$  Stellarator voraussagten, wurden Experimente in zunächst linearer Geometrie unter-



nommen. Sie ermöglichen zwar keine Aussagen über das toroidale Gleichgewicht, geben jedoch mit Einschränkungen Einsicht in das Stabilitätsverhalten. Die Resultate sind insofern ermutigend, als die Plasmahelix, die in dem helischen, linearen  $\ell = 1$  Feld gebildet wird, mit der Helix übereinstimmt, die durch die magnetische Achse des Vakuumfeldes gebildet wird. Die auftretenden Instabilitäten erscheinen zu späteren Zeiten, so wie sie auch beim linearen Theta-Pinch beobachtet werden. Man kann sie dem Einfluß der Spule, die in diesem Falle 5,4 m lang war, zuordnen. Als nächster Schritt ist nun der Aufbau eines toroidalen,  $\ell = 1$  Stellators von etwa 3 m großem Durchmesser geplant. Die Torusdimensionen sind durch die Größe des im Institut vorhandenen größten Energiespeichers, der 2,6 MJ Batterie ISAR 1 gegeben. Leider entsprechen sie nicht den theoretisch geforderten Werten, vor allem dem Aspektverhältnis.

Eine Reihe von Fragen, die für den toroidalen Einschluß wesentliche Bedeutung haben, wurden untersucht. Beim linearen Theta-Pinch wurde experimentell in allen Experimenten eine bis zum Faktor 10 niedrigere Elektronentemperatur gegenüber der Ionentemperatur gefunden. Dies wurde durch Wärmeleitung in axialer Richtung erklärt, jedoch konnte bisher nicht vollständig ausgeschlossen werden, daß auch Strahlungsverluste beteiligt waren. Durch Absolutmessungen der Strahlungsverluste im Wellenlängenbereich von 10 bis 200 Å an linearen Theta-Pinch-Plasmen (ISAR II) wurde nun eindeutig festgestellt, daß ihr Beitrag unwesentlich gegenüber der Wärmeleitung ist. Im Torus kann man also erwarten, daß der Unterschied zwischen Ionen- und Elektronentemperatur wesentlich geringer ist, was z. B. das Auftreten bestimmter Mikroinstabilitäten verhindern kann.

Die Diffusion quer zum Magnetfeld wurde am linearen Theta-Pinch auch für den bisher nicht untersuchten Fall des stoßfreien Plasmas untersucht und festgestellt, daß sie eher durch klassische Diffusion als durch Bohm-Diffusion erklärt werden kann.

Die Versuche zur Aufheizung eines Plasmas durch stoßfreie Stoßwellen wurde weiter fortgeführt. Eine 500 kV Theta-Pinch-Anlage wurde entworfen mit dem Ziel, in den Bereich höherer Machzahlen oberhalb der kritischen Machzahl vorzustoßen. Neben den grundsätzlichen Untersuchungen, z. B. des Mechanismus der Energiedissipation, muß man auch überlegen, ob die Turbulenzheizung eine Methode sein könnte, die, z. B. beim programmierten Screw-Pinch, zusätzlich zur Kompressionsheizung eine Temperaturerhöhung in den Bereich des Fusionsplasmas ermöglichen könnte.

Diese Betrachtungen haben nur die grundsätzlichen Probleme einbezogen. Sie erforderten natürlich eine Menge von zusätzlichen Untersuchungen, die, wie z. B. die Arbeiten zur Vorionisierung, insbesondere im toroidalen Falle, einen erheblichen Anteil an den Ergebnissen hatten. Ebenso wesentlich sind diagnostische Entwicklungen, insbesondere auf dem Gebiet der Lasertechnik.

## 1. MJ-Theta-Pinch Experiment Isar I

(W. Braun, J. Freund, E. Fünfer, J. Junker, M. Kaufmann, J. Neuhauser,  
G. Schramm, U. Seidel)

Die Untersuchungen an der 2.6 MJ-Batterie Isar I im Jahr 1969 können in zwei größere Gruppen eingeteilt werden: einmal Untersuchungen am eigentlichen Theta-Pinch, zum zweiten Untersuchungen von Gleichgewichtskonfigurationen, die für einen Torus in Frage kommen. Alle Untersuchungen wurden mit der im Vorjahr montierten langen Spule (Länge 5,4 m, Innendurchmesser 20 cm) ausgeführt. Es zeigte sich, daß trotz des wesentlich geringeren Magnetfeldes (maximal 46 kGauss) eine Ionentemperatur von etwa 3 keV erreicht werden konnte. Es wurde also der Bereich der Stoßfreiheit der Ionen bei wesentlich vermindertem Einfluß der Enden, verglichen mit der kurzen Spule, erreicht.

### 1.1. - 1.4. Experimente am Theta-Pinch

#### 1.1. Anisotropie und Relaxation der Deuteronen-Geschwindigkeitsverteilung

Die im Vorjahr an der 1.50 m-Spule durchgeführten Messungen zur Anisotropie und Relaxation der Ionen-Geschwindigkeitsverteilung wurden an der 5.40 m-Spule wiederholt. Die Untersuchungen wurden mit 2.6 MJ Batterieenergie und 6 mTorr  $D_2$  Fülldruck durchgeführt, wobei Ionenenergien von 3 keV bei einer maximalen Dichte von etwa  $1.4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  erreicht wurden.

Die Neutronenausbeute von  $1.6 \times 10^9$ /Entladung gestattete neben der üblichen Neutronendiagnostik auch die Messung zeitaufgelöster Neutronenspektren in achsenparalleler Richtung. Aus der Gesamtneutronenrate, der Plasmadichte und den Neutronenspektren konnte der zeitliche Verlauf der Ionenenergie senkrecht und parallel zum Magnetfeld angegeben werden. Unabhängig davon wurde die Senkrechtenergie der Deuteronen auch aus dem Druckgleichgewicht und dem diamagnetischen Signal bestimmt. Aus der notwendigen Konsistenz der beiden Ergebnisse ließen sich Rückschlüsse auf die Form der Verteilungsfunktion ziehen. Es ergab sich, daß eine Geschwindigkeitsverteilung, bei welcher der hochenergetische Teil weitgehend fehlt, zu guter Übereinstimmung führt, während weder eine monoenergetische noch eine Maxwellverteilung mit den Ergebnissen verträglich erscheint.

Die experimentell gefundene Relaxationsrate wurde anhand einer Modellrechnung mit der theoretisch erwarteten Relaxationsrate (Ion-Ion- und Ion-Elektron-Stöße) verglichen. Wie schon bei der 1.5 m-Spule wurde auch hier experimentell eine erheblich stärkere Relaxationsrate gefunden. Da gleichzeitig wieder Spiegelinstabilitäten beobachtet wurden, dürfte deren Beitrag zur Relaxation der anisotropen Verteilung nun gesichert sein.

#### 1.2. Diffusion quer zum Magnetfeld

Die Spulenlänge von 5.4 m erlaubte in Spulenmitte die Beobachtung der Plasmasäule über lange Zeit ohne wesentliche Störungen vom Ende her. Damit waren günstige Voraussetzungen für die Messung der Diffusion des Plasmas quer zum Magnetfeld geschaffen. Im Gegensatz zu einem früheren Experiment in Culham <sup>+)</sup>  konnten die Plasmaparameter in weiten Grenzen, insbesondere in Richtung auf höhere Temperaturen und längere Stoßzeiten, variiert werden.

Die Elektronendichte wurde in Spulenmitte zeitlich und radial aufgelöst nach folgenden Verfahren gemessen:

---

<sup>+)</sup>  H.A.B. Bodin, A.A. Newton, Phys. Fluids 12 (1969) 2175

1. Streuung von Laserlicht (9-Kanal)
2. Kontinuumsstrahlung bei  $5230 \text{ \AA}$  (10-Kanal)
3. Infrarot-Interferometer ( $3.39 \mu$ )
4. Photometrisch aus der Schwärzung eines geeichten Films

1, 2 und 3 lieferten Absolutwerte, bei 2, 3 und 4 war eine Abel-Inversion erforderlich.

Die Elektronentemperatur wurde aus Laserstreuungsmessungen gewonnen, während die Ionenenergie aus Neutronenmessungen (vgl. auch a)) hergeleitet wurde. Weiterhin wurde der vom Plasma verdrängte, magnetische Fluß mit kompensierten Magnetfeldsonden gemessen.

Typische Werte für Dichte, Elektronentemperatur, Ionenenergie und Ion-Ion-Stoßzeit waren:

$$n = 1 \dots 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}, T_e = 200 \dots 400 \text{ eV}, \bar{E}_i = 0.2 \dots 3 \text{ keV}, t_{c,d} = 0.2 \dots 30 \mu\text{s}.$$

Die Messungen sind noch nicht vollständig ausgewertet. Für den Vergleich der gemessenen Dichteprofile mit der Theorie stehen verschiedene, numerische Programme zur Verfügung. Endgültige Ergebnisse liegen noch nicht vor.

### 1.3. Messung von axialen Strömen

An Isar I wurden wie an anderen Theta-Pinch-Anlagen Instabilitäten beobachtet, die durch eine Rotation der Plasmasäule erklärt werden müssen. Als Ursache für diese Rotation wurde verschiedentlich der Kurzschluß des radialen, elektrischen Hall-Feldes in der Grenzschicht des Theta-Pinches über die Enden diskutiert. Es konnte nun experimentell tatsächlich gezeigt werden, daß solche axialen Ströme fließen. Außerhalb der Spule wurde das azimutale Magnetfeld dieser Ströme gemessen.

Die Ströme erreichen maximal 25 kA und transportierten eine Ladung, die mit dem Modell verträglich ist. In der Abb.1 ist der zeitliche Verlauf für verschiedene Fülldrucke dargestellt. Vor der Hauptentladung ist der Strom des Vorionisierungs-Z-Pinches erkennbar.

### 1.4. Untersuchung des Außenbereichs der Plasmasäule

Außerhalb der eigentlichen Plasmasäule zeigte sich besonders in den Experimenten mit der langen Spule ein ausgeprägter, zweiter, leuchtender Plasmarand. Dieses Plasma im Außenbereich scheint auch diamagnetisch zu sein, da der Rand den magnetischen Flußröhren folgt. Dieser Außenbereich wurde zunächst durch ein IR-Interferometer untersucht. Die Dichten liegen zwischen  $10^{14}$  und  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  und damit weit unter der Dichte der Plasmasäule. Erste spektroskopische Messungen an Deuterium-Linien deuten auch auf niedrige Temperaturen im Bereich 5 bis 10 eV hin.

### 1.5. - 1.6. Vorbereitende Experimente für eine toroidale Konfiguration

#### 1.5. M+S-Experiment

Es wurde nur ein kurzes, vorbereitendes Experiment mit einem einzelnen Bump in der langen Spule durchgeführt. Da die M+S-Konfiguration verglichen mit anderen Möglichkeiten nicht favorisiert wird, wurden diese Untersuchungen vorläufig abgebrochen.

#### 1.6. Lineares $\ell=1$ -Stellarator-Experiment

Einen Schwerpunkt der Untersuchungen an Isar I bildeten Versuche mit einem linearen  $\ell=1$ -Stellarator. Ermutigt wurden diese Versuche durch einige theoretische Ergebnisse, die unter gewissen Voraussetzungen Stabilität der Plasmasäule voraussagen. In diesem ersten Hoch- $\beta$ - $\ell=1$ -Stellarator-Experiment überhaupt wurden die Stellaratorfelder durch die Überlagerung der Felder helischer Drähte und des Feldes einer normalen Theta-Pinch erzeugt. Die Ergebnisse dieser Versuche können folgendermaßen zusammengefaßt werden:

$E_0 = 1,5 \text{ MJ}$   $U_0 = 30 \text{ kV}$  (6/6)

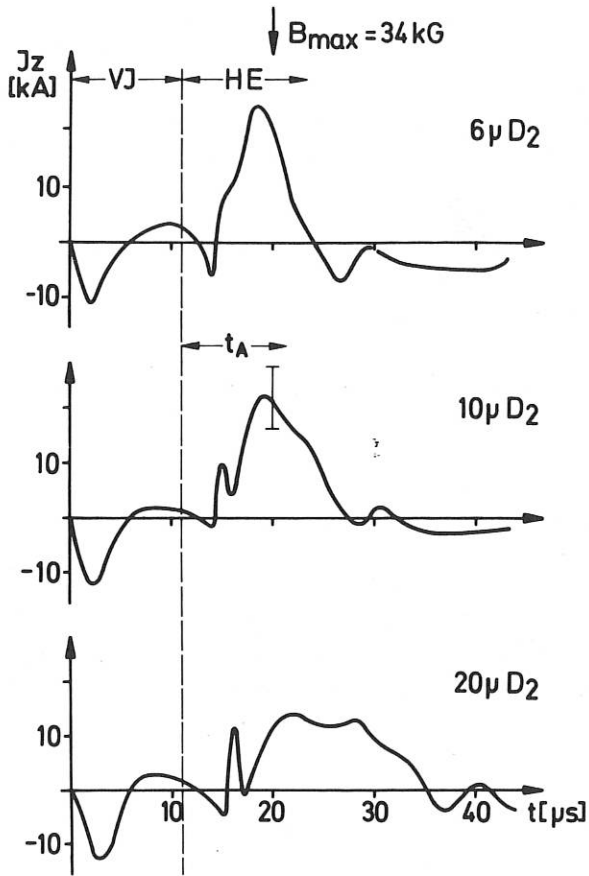


Bild 1

4) Eine erhöhte Diffusion wurde nicht beobachtet.

Zur Fortsetzung dieser Versuche wurde eine Spule vorbereitet, deren innere Oberfläche helisch geformt ist.

Nach Abschluß der linearen Vorversuche im Herbst 1970 soll die Batterie Isar I auf einen toroidalen Kollektor mit einem Durchmesser von 2.7 m umgebaut werden. Voraussichtlich werden noch 1971 erste Experimente mit einem Hoch- $\beta$ -Stellarator in toroidaler Konfiguration durchgeführt werden können.

- 1) Die zusätzlichen Felder stören nicht den Aufheizvorgang durch den Theta-Pinch, weder in der dynamischen, noch in der adiabatischen Phase. Es wird auch im Stellaratorfeld eine komprimierte Plasmasäule gebildet.
- 2) Durch die Stellaratorfelder wird die Plasmasäule in eine helische Form gebracht. Diese Helix stimmt ungefähr mit der Helix überein, die die magnetische Achse des Vakuumfeldes bildet. In der Abb.2 sind Momentbilder der Plasmasäule vom Ende her zu sehen. Im telezentrischen Strahlengang ergibt der einfache Thetapinch (oberstes Bild) nur einen leuchtenden Fleck. Mit zunehmenden Stellaratorfeldern ist ein Ring mit wachsendem Radius erkennbar, der der Projektion einer Helix entspricht.
- 3) Deutliche Instabilitäten ( $m=1$ ,  $m=2$ -Moden) treten zu späten Zeiten genauso wie beim Thetapinch auf und sind wahrscheinlich durch die Enden verursacht.

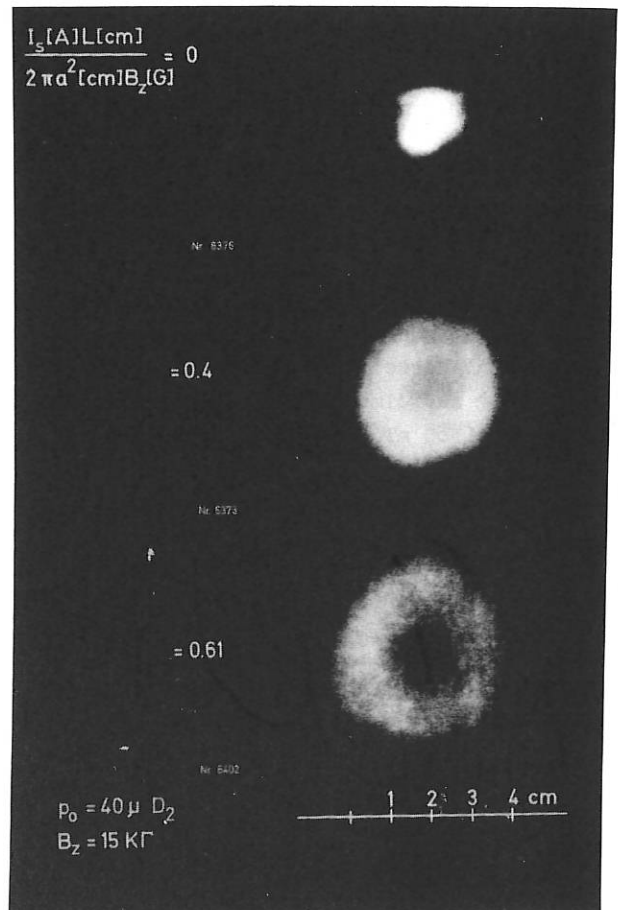


Bild 2

## 2. Linearer Theta-Pinch ISAR II

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

Die Stoßstromanlage ISAR II war im November 1968 in Betrieb genommen worden. Sie wurde seither als lineares Theta-Pinch-Kompressionsexperiment verwendet mit einer Spule von 10 cm Durchmesser und 100 cm Länge. Dabei wurde die Anlage mit 25 kV und mit 32 kV Ladespannung betrieben. Von der Kapazität des Speichers wurden 5/5 bzw. 2/5 verwendet. Das führte bei 25 kV zu folgenden Werten für das maximale Magnetfeld und dessen zeitlichen Anstieg:  
 $B_{\max} = 52 \text{ kG}$ ,  $\dot{B}_{\max} = 3 \cdot 10^{10} \text{ G/sec}$ , bei 5/5 Betrieb, und  $B_{\max} = 26 \text{ kG}$ ,  $\dot{B}_{\max} = 1,1 \cdot 10^{10} \text{ G/sec}$  bei 2/5 Betrieb.

Als Vorionisierung dienten zwei je 1  $\mu\text{sec}$  lange Stromimpulse von 10 und 15 kA, die durch axiale Hochspannungsentladungen erzeugt wurden. Die Hauptentladung wurde frühestens 3  $\mu\text{sec}$  nach Ende des zweiten Vorionisierungsimpulses gezündet.

Gearbeitet wurde im Fülldruckbereich von 10 bis 80 mTorr mit Deuterium. Gegebenenfalls wurden definiert Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff und Neon zugesetzt.

Das Ziel der Untersuchungen war, die Aufheizung von Ionen und Elektronen zu messen, die Verteilung der Energien auf Ionen- und Elektronenkomponente während der Entladung zu ermitteln und die maßgebenden Verlustmechanismen herauszufinden.

Als Meßmethoden waren dafür eingesetzt worden: Szintillations- und Silberzähler zur Messung der Neutronenrate, diamagnetische Sonden zur Messung der Energie von Ionen und Elektronen im Plasma, Röntgenabsorptions- und spektroskopische Messungen zur Bestimmung der Elektronentemperatur und zur Ermittlung der Plasmadichte radial aufgelöster Messung der Kontinuumstrahlung bei passender Wellenlänge im Sichtbaren.

Dazu wurden umfangreiche Strahlungsmessungen mit einem absolut geeichten grazing-incidence Spektrographen im Bereich von 10 - 200 Å durchgeführt. Diese Messungen wurden unterstützt durch Beobachtungen im Sichtbaren und im Quarz-UV mit einem Monochromator.

Die wichtigsten Ergebnisse der Messungen während des Jahres 1969 waren folgende:  
Der Verlauf der Ionenenergie mit dem Fülldruck entspricht den Modellvorstellungen von aufeinanderfolgender Stoßwellen- und adiabatischer Kompression. Bei niedrigen Fülldrücken lassen sich die Messungen nur dann konsistent interpretieren, wenn man für die Energieverteilung der Ionen eine Verteilung annimmt, die etwa zwischen einer zweidimensionalen Maxwellverteilung und einer zweidimensionalen monoenergetischen Verteilung liegt. Die max. Ionenenergien betragen bei 80 mTorr  $E_1 \approx 0,5 \text{ keV}$  und bei 10 mTorr  $E_1 \approx 2,5 \text{ keV}$ .

Die Elektronentemperatur erreicht bei 80 mTorr etwa die Ionentemperatur. Zu niedrigen Fülldrücken hin bleibt sie aber erheblich hinter der Ionentemperatur zurück. Sie erweist sich von der Fülldichte nur schwach abhängig. Nimmt man Wärmeleitungsverluste an und ermittelt aus den gemessenen Daten nach dem von Green<sup>1)</sup> vorgeschlagenen Modell den Wärmeleitungs-koeffizienten dann ergibt sich gute Übereinstimmung mit dem von Spitzer<sup>2)</sup> angegebenen Wert.

---

1) Green, T.S. et al. Phys. Fluids 10, 1663 (1967)

2) Spitzer, L., Jr. Phys. Fully Ionized Gases 2.ed. p. 144 (1967)

Um den Einfluß der Strahlung des Plasmas, insbesondere über Verunreinigungen festzustellen wurde der grazing-incidence Spektrograph mit Hilfe geeigneter Linienvhältnisse zuerst zwischen 15 und 200 Å relativ geeicht und dann an zwei Stellen über "branching ratios" absolut im Sichtbaren an einen kalibrierten Monochromator angeschlossen. Damit konnten die Strahlungsverluste absolut bestimmt werden. Beim niedrigsten, unvermeidlichen Verunreinigungsgrad von 0,085 % O<sub>2</sub> und 0,095 % C (40 mTorr 25 kV, OG) betragen sie insgesamt 4.2 Joule, das sind etwa 1 % der Verluste durch Wärmeleitung.

Im Augenblick werden folgende Messungen durchgeführt:

Messung der Elektronentemperatur durch Laserstreuung, insbesondere zu frühen Zeiten der Entladung. Untersuchung von Linienstrahlung, der Wasserstoff-Balmerlinien, die entgegen der Erwartung auf starke Abweichungen von der thermischen Besetzung schließen läßt. Messung von Linienstrahlung im Bereich 1000 bis 2000 Å mit einem normal-incidence Vakuumspektrographen, um insbesondere die Tripletbesetzung heliumähnlicher Ionen (z. B. O VII) zu untersuchen, da in dieser Frage widersprüchliche Auffassungen existieren (Kunze<sup>3</sup>, Bely<sup>4</sup>).

Im Zusammenhang mit der Umstellung von ISAR II auf eine toroidale Konfiguration konnte die konstruktive Planung des neuen Kollektors und der Zusatzbatterien abgeschlossen werden.

### 3. Linearer Screw-Pinch ISAR III

(G. Becker, M. Daehler, O. Gruber, H. Herold)

Die Stoßstromanlage von ISAR III wurde im Frühjahr des Berichtsjahres so erweitert und umgebaut, daß ein linearer Screw-Pinch mit einer 1 m langen Spule (i. D. 12 cm) betrieben werden kann. Es können B<sub>z</sub> Felder von 27 kG (U<sub>0</sub> = 35 kV) und Ströme I<sub>z</sub> bis zu 90 kA sowie parallele und antiparallele quasi-stationäre Zusatzfelder von einigen kGauss erzeugt werden. Über eine Verschneidung im Kollektor kann dem Längsfeld ein oszillierender Anteil  $\tilde{B}_z$  überlagert werden. Die dazu nötige Batterie ist mit 16 Hoch-Q-Kondensatoren (C = 0,1 µF, U = 80 kV) ausgerüstet. Dieser Kreis wird mit einem speziell entwickelten niederinduktiven Folienschalter geschaltet.

Im linearen Screw-Pinch können in der beschriebenen Anlage Temperaturen T<sub>i</sub> + T<sub>e</sub> von 100-600 eV bei Teilchendichten zwischen  $3 \div 10 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  erzeugt werden. Als Meßmethoden wurden angewandt: radial und axial eingeführte Magnetfeldsonden zur Messung von B<sub>z</sub> und B<sub>θ</sub> im Plasma, Greensche Sonde, holographische Interferometrie und Interferometrie mit einem HeNe-Laser-Interferometer (Ashby-Methode), stereoskopische Side-on Schmieraufnahmen sowie einfache spektroskopische Messungen.

Unter den Diagnostikmethoden ist die neueingeführte holographische Interferometrie erwähnenswert. Sie gestattet auf relativ einfache Weise die Herstellung von Momentbild-Interferogrammen (end-on) des Entladungsquerschnitts und ist dem Mach-Zehnder-Verfahren wegen der problemlosen Justierung und der größeren "Spannweite" überlegen.

Zur Messung der Dichte des drucklosen Plasmas wird ein Submillimeter-Laser-Interferometer entwickelt (siehe 9.4).

---

3) Kunze, H.J., A.N. Gabriel, H.R. Griem, Phys.Rev. 165, 267 (1968)

4) Bely, O., Phys.Letters 26A, 408 (1968)

Das Ziel der Experimente war, das Stabilitätsverhalten des linearen Screw-Pinches im Vergleich mit dem toroidalen Experiment zu untersuchen und damit auch die Grundlagen für die geplanten Stabilisierungsexperimente zu gewinnen.

Die wichtigsten Ergebnisse sind: Helische  $m = 1$  Instabilitäten werden beobachtet, wenn  $I_z$  einen Schwellwert von ca. 15 kA übersteigt. Wesentliche Anteile des Stromes fließen außerhalb der dichten, zentralen Plasmasäule, jedoch findet man im Gegensatz zum toroidalen Experiment constant pitch Magnetfeldverteilung im Außenraum nur in den Anfangsphasen der Entladung etwa bis 0,7  $\mu\text{sec}$ . Wird das am Plasmaradius gemessene  $\mu(r_p) = (B_\theta/r B_z)_{r_p}$  verwendet, so ergibt sich gute Übereinstimmung der gemessenen Anwachsraten, mit den theoretisch vorhergesagten. Die Übereinstimmung gilt unter den genannten Voraussetzungen sowohl für das constant pitch Modell als auch für die klassische Theorie mit scharfer Oberfläche. Das Ergebnis zeigt, daß bei hohem  $\beta$  im wesentlichen der Anteil des Stromes im dichten Plasma für die Gesamtstabilität verantwortlich ist. Abb. 3 zeigt einen Vergleich mit den klassischen Anwachsraten, wobei nach Kruskal<sup>1)</sup>

$$(1) \quad \omega_i^2 = \left[ -(z-\beta)k^2 + 2k\mu \right] \frac{B_{\text{ext}}^2 \cdot r_p^2}{4\beta_e} \quad \text{mit}$$

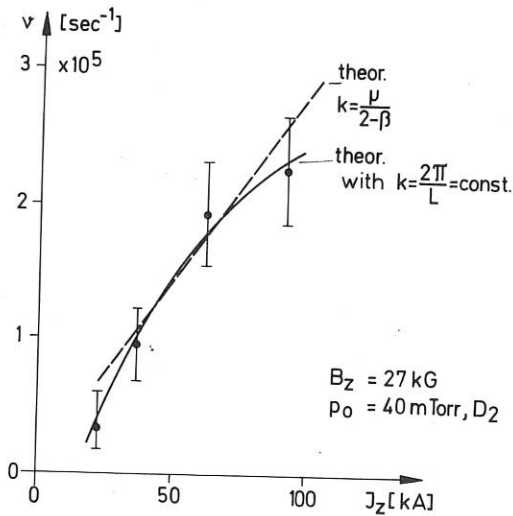


Abb. 3

$\omega_{i\text{max}}$  bei  $k = \mu / (z-\beta)$  ( $\beta_e = \text{Linienmasse}$ ) verwendet wurde. Bessere Übereinstimmung mit dem Experiment ergibt sich, wenn  $k = 2\pi/L = \text{const}$  gesetzt wird. Dies entspricht auch dem experimentellen Befund, daß für viele verschiedene Versuchsparameter fast stets nur die eine  $k$ -Mode beobachtet wird, für die  $\lambda = 2\pi/k$  gleich dem Elektrodenabstand  $L$  ist. Für den linearen Screw-Pinch gilt demnach eine dem Kruskal-Shafranow limit ähnliche "Periodizitätsbedingung". Vergleicht man unter diesen Voraussetzungen mit den Anwachsraten des toroidalen Experiments, so ergibt sich ebenfalls Übereinstimmung.

Ähnlich wie im toroidalen Experiment ließen sich auch hier durch Verschiebung der Einschaltzeiten für die  $z$ - und  $\theta$ -Ströme die radialen Profile der Feldkomponenten  $B_z$  und  $B_\theta$  beträchtlich ändern. Eine Verschiebung des  $I_z$  Stromes in das dünne Plasma (der "z-Pinch" wird später eingeschaltet) brachte Verbesserung der Stabilität, und analog eine Konzentrierung von  $I_z$  im dichten Plasma eine Verschlechterung (höhere Anwachsraten). Überlagerung von quasi-stationären, antiparallelen Feldern führte stets, d. h. bei vielen möglichen Versuchsparametern ( $T_i, n_o, B_\theta(r), B_z(r)$ ), zu verkürzter Lebensdauer des Plasmas, wobei die auftretenden Instabilitäten nicht nur  $m = 1$  Charakter hatten (resistive Moden?). Bei Überlagerung von parallelen Feldern konnte keine so langdauernde Stabilität wie im toroidalen Fall beobachtet werden, sondern gegen Ende der ohnehin durch Ausfluß begrenzten Lebensdauer (ca. 15  $\mu\text{sec}$ ) traten Instabilitäten auf, die nun sehr wahrscheinlich auf die von den Spulenden ausgehenden Störungen zurückzuführen sind. Diese Beobachtung ist für

1) Kruskal, M.D., J.L. Tuck, Proc. Roy. Soc. London A 245, 222 (1958)

die Beurteilung der Experimente zur dynamischen Stabilisierung wichtig.

Erste Versuche zur dynamischen Stabilisierung mit einem überlagerten homogenen, hochfrequenten  $B_z$ -Feld ( $\tilde{B}/B_z \leq 0,1$ ,  $f \approx 1,3$  MHz) ergaben eine deutliche Verlangsamung des Anwachsens der  $m = 1$  Instabilitäten und damit eine Verlängerung der Lebensdauer des Plasmas in typischen Fällen von 10 auf 15 usec.

#### 4. Toroidaler Screw-Pinch ISAR IV

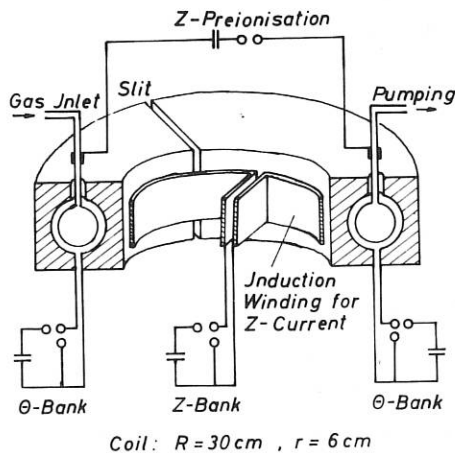
(P. Grossmann, W. Grossmann, M. Daehler, R. Wilhelm, H. Zwicker)

Das Experiment soll die Frage klären, wieweit das Stabilitätsverhalten eines toroidalen Screw-Pinches durch geeignete Feldprogrammierung und dynamische Stabilisierung verbessert werden kann.

##### 4.1 Experimenteller Aufbau

Die Dimensionierung der Anordnung ergab sich einerseits aus der Forderung, eine untere Temperaturgrenze von 100 eV sicher zu erreichen, um einen genügend großen Zeitmaßstab für die klassische Diffusion zu erreichen. Andererseits wurde angestrebt, bei kleinen Ausgangsdrücken in den Bereich sehr heißer Plasmen zu gelangen. Aus der Forderung nach beginnender Stoßfreiheit für Ionen-Ionen-Stöße ergab sich hier eine obere Temperaturgrenze von 1 keV. Unter diesen Bedingungen wurde die extrem induktivitätsarme Stoßbatterie ISAR IV für einen Torus

mit  $R = 30$  cm,  $r = 6$  cm umgebaut und erweitert. Abb. 4 zeigt das Prinzip und die wesentlichen elektrischen Parameter der Anordnung.



	$\theta$	Z
W	125 kJ	20 kJ
$B_{max}$	33 kG	—
$J_{plasma}$	—	100... 150 kA
U	40 kV	80 kV
$\tau_{1/4}$	1.9 $\mu$ s	1.9 $\mu$ s
$\tau_{crowb}$	$\sim 100 \mu$ s	$\sim 100 \mu$ s
L	$\sim 2$ nH	$\sim 50$ nH

mit  $R = 30$  cm,  $r = 6$  cm umgebaut und erweitert. Abb. 4 zeigt das Prinzip und die wesentlichen elektrischen Parameter der Anordnung. Sowohl das achsiale Magnetfeld  $B_z$  als auch der durch eine Primärwindung induzierte achsiale Plasmastrom  $I_z$  wurden durch ein bewährtes Crowbarsystem<sup>1,2)</sup> gut konstant gehalten. In den unterhalb des Torus gelegenen Kollektor wird die  $\theta$ -Pinch-Batterie mit 96 Einzelstoßkreisen eingespeist. Vier Schlitze auf dem Torusumfang verhindern den Kurzschluß des Z-Stromes durch die Torusspule. Diese Schlitze wurden zur Vermeidung von Feldinhomogenitäten sorgfältig verschachtelt. Durch gesonderte

Abb. 4

Untersuchungen mit Hilfe von Lichtleitern wurde sichergestellt, daß das Stabilitätsverhalten des Plasmas durch die Schlitze nicht verschlechtert wird. Gearbeitet wurde in Deuterium im Druckbereich zwischen 150 mTorr und 10 mTorr.

Der Aufbau und die technische Prüfung der Anordnung wurde im Sommer 1969 abgeschlossen.

1) Wilhelm, R., H. Zwicker, Z. angew. Phys. 5, 428 (1965)

2) Wilhelm, R., IPP-Report 1/85 (1968)



#### 4.2 Untersuchungen der Vorionisierung

In einem gesonderten Experiment wurde die Zündentladung in toroidaler Geometrie durch einen Z-Strom-Impuls (1,5 kA) von 2,5  $\mu$ sec Dauer untersucht. Der Z-Strom wurde über zwei diametral liegende Elektroden eingespeist. Es zeigte sich, daß der Strom völlig symmetrisch durch beide Torushälften fließt. Mikrowellenuntersuchungen zeigten weiter, daß diese Zündentladung auch bei kleinen Drucken (10 - 15 mTorr) Elektronendichten liefert, die eine sichere Zündung der anschließenden  $\theta$ -Pinch-Vorionisierung gewährleisten. Abb. 5 zeigt die typische Folge der

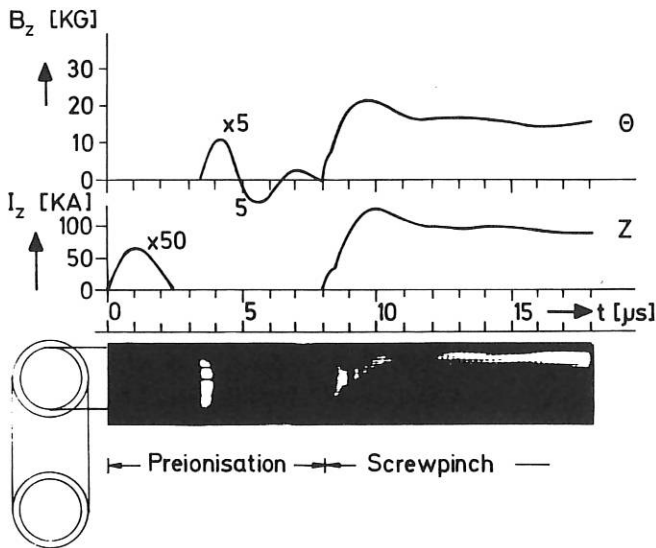


Abb. 5

Ströme und Felder im gesamten Entladungsablauf des Screw-Pinches zusammen mit einer Schmieraufnahme des Plasmas.

#### 4.3 Ermittlung der Plasmaparameter

Die Anordnung liefert je nach Fülldruck Plasmen mit Ionentemperaturen zwischen 100 eV und 1 keV. Dies ergab sich aus der gemessenen Driftzeit des reinen  $\theta$ -Pinches und aus der Messung der Neutronenemission bei kleinen Drucken. Das Kompressionsverhältnis und die Frequenz der Kompressionsschwingungen lieferten Teilchendichten im Bereich von  $1 \div 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

#### 4.4 Stabilitätsuntersuchungen am reinen Screw-Pinch

Für die Gleichgewichtslage und die MHD-Anwachsraten des reinen Screw-Pinches liefern zwei einfache Modelle mit scharfer Plasmagrenze und Oberflächenströmen (Vakuum-Modell<sup>3)</sup> und constant-pitch-Modell (C.P.)<sup>4)</sup> verschiedene Resultate.

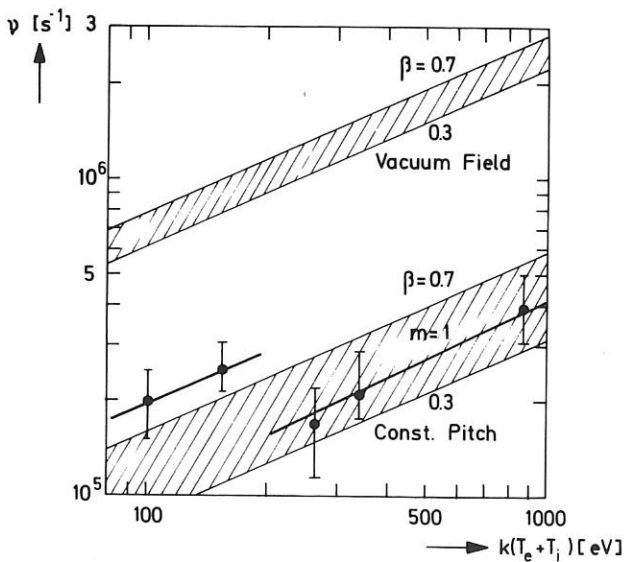


Abb. 6

Es wurden deshalb zunächst für den reinen Screw-Pinch die Anwachsraten der  $m = 1$ -Instabilitäten aus side-on-Schmieraufnahmen für verschiedene Ausgangsdrücke und damit für verschiedene Temperaturen ermittelt und mit den theoretischen Werten der beiden Modelle verglichen. Das Resultat zeigt Abb. 6. Die gemessenen Anwachsraten werden im Rahmen der Fehler gut vom C.P.-Modell wiedergegeben und liegen beträchtlich unter den Werten des Vakuum-Modells. Die beiden linken Meßpunkte sind keine  $m = 1$ , sondern wahrscheinlich Flute-Instabilitäten,

3) Shafranov, V.D., Nucl. Fusion, 4, 232 (1964)

4) Bobeldijk, Plasma Physics, 10, 567 (1968)

wie der Vergleich mit Messungen am linearen Screw-Pinch ISAR III nahelegt. Es wurde weiter versucht die Wellenlänge der  $m = 1$  - Instabilitäten mit Hilfe optischer Methoden und durch kompensierte magnetische Sondenpaare zu ermitteln. Das Resultat war nicht ganz eindeutig. Es zeigte jedoch, daß 2 oder 3 Wellenlängen in den Torusumfang passen.

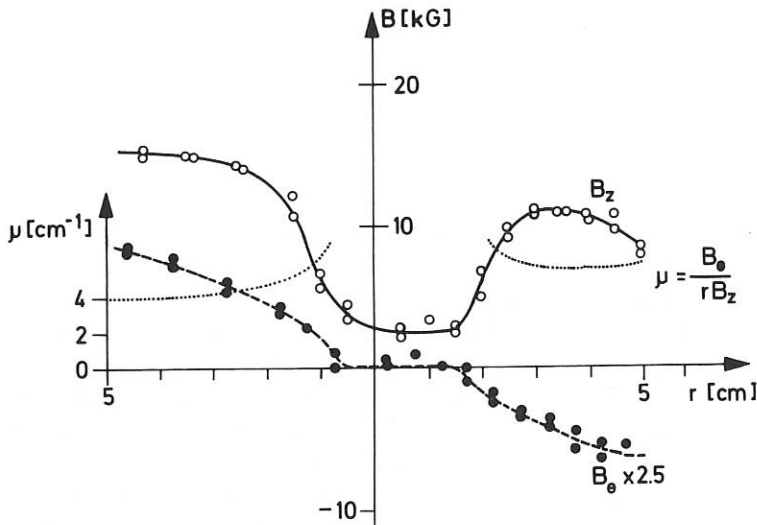


Abb. 7

Zur weiteren Prüfung des C.P.-Modelles wurden direkte magnetische Sondenmessungen durchgeführt. Abb. 7 gibt als Beispiel die radialen Feldverteilungen für eine Phase nach der schnellen Kompression des Screw-Pinches. Man erkennt, daß, im Gegensatz zum Vakuum-Modell, das meridionale Feld  $B_\theta$  nach außen ansteigt und daß der durch  $\mu = B_\theta / r B_z$  definierte pitch (punktirierte Linie) außerhalb der Plasmasäule praktisch konstant ist wie es das C.P.-Modell fordert.

Auch die Gleichgewichtslage, die sich aus stereoskopischen Schmieraufnahmen ergibt, wird vom C.P.-Modell richtig wiedergegeben.

#### 4.5 Untersuchungen mit zeitlicher Verzögerung zwischen Z- und $\theta$ -Pinch

Um die Modellverstellungen weiter zu prüfen wurden sehr verschiedene  $B_\theta$ -Verteilungen durch Verzögerung zwischen Z- und  $\theta$ -Pinch erzeugt. Das Resultat zeigt Abb. 8. Bei Verzögerung des Z-Stromes um etwa 500 nsec bleibt der gesamte Z-Strom in der Nähe der Gefäßwand und eine Gleichgewichtslage der Plasmasäule ist nicht möglich. Bei Verzögerung des  $\theta$ -Pinches wird dagegen praktisch der gesamte Z-Strom vom  $\theta$ -Pinch mit in die dichte Plasmasäule komprimiert. Die Feldverteilung  $B_\theta(r)$  entspricht deshalb derjenigen des Vakuum-Modells. In diesem Fall sind die beobachteten  $m = 1$ -Anwachsraten etwa um einen Faktor 3 größer als im C.P.-Fall, bleiben aber noch unter den Werten des Vakuum-Modelles. Als Ursache hierfür wird die im Gegensatz zum Modell mit scharfer Plasmaoberfläche vorliegende diffuse Dichte- und Stromdichteverteilung angesehen.

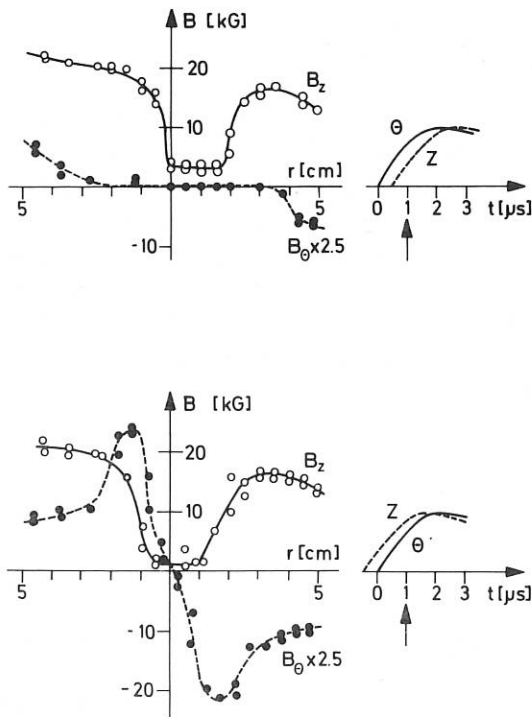


Abb. 8

#### 4.6 MHD-Code

Um für Stabilitätsbetrachtungen die Einschränkung einer scharfen Plasmaoberfläche, wie sie für die vorliegenden Modelle gilt, zu beseitigen, wurde ein neuer MHD-Code entwickelt. Er schließt auch diffuse Feld- und Stromdichteverteilungen ein und liefert für eine vorgegebene Feld-

und Dichteverteilung sowohl die MHD-Anwachsraten als auch die radiale Verteilung der Störung. Der Vergleich der berechneten  $m = 1$  - Anwachsraten mit den experimentellen Werten liefert eine gute Übereinstimmung (berechnet  $\nu = 135$  kHz, gemessen  $\nu = 150$  kHz). Dies zeigt, daß der lineare Code auch für die toroidale Geometrie des Experimentes anwendbar ist.

## 5. Toroidaler Theta-Pinch

(R. Franzel, W. Lotz)

Im Berichtsjahr wurden die Versuche mit überlagertem Hexapolfeld zu Ende geführt. Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen: Bei nicht-helischem Hexapolfeld stimmen die beobachteten Einschlußzeiten mit dem Cusp-Modell überein, wobei die Verluste durch eine Cusp-Schlitz-Breite von einem Ionen-Gyroradius erklärt werden können. Bei helischem Hexapol mit der helischen Windungszahl  $n = 4/3$  konnten die Einschlußzeiten um 50 % verlängert werden, doch ließ sich kein eindeutiger Trend feststellen, so daß verschiedene Modelle zur Erklärung infrage kamen. Bei helischem Hexapol mit  $n = 8/3$  schließlich waren die Einschlußzeiten wieder kürzer und mit denen vom nicht-helischen Hexapol vergleichbar. In diesem Fall wurden Instabilitäten beobachtet, die offenbar die geschlossenen magnetischen Flächen zerstören und für die kürzere Einschlußzeit verantwortlich sind. Von der Theorie werden Instabilitäten vorhergesagt.

Anschließend wurden die Versuche mit überlagertem Quadrupolfeld fortgesetzt. Das nicht-helische Quadrupolfeld ergab dem nicht-helischen Hexapolfeld entsprechende Einschlußzeiten. Auch für helische Windungszahlen  $n = 1, 2$  und  $4$  ergaben sich keine wesentlichen Unterschiede im Verhalten des Plasmas. Durch Berechnung der entsprechenden Vakuumfelder konnte gezeigt werden, daß sich tatsächlich für die benutzten Parameter keine genügend großen magnetischen Flächen ergeben. Daraufhin wurde die Apparatur auf  $n = 8$  umgebaut, Ergebnisse liegen noch nicht vor. Anschließend sollen helische Dipolfelder untersucht werden, da für diesen Fall unter bestimmten Voraussetzungen theoretisch ein stabiles Gleichgewicht vorhergesagt wird.

Die Apparatur SPINNE hat die folgenden Parameter: Großer Radius der Theta-Pinch-Spule und des Vakuum-Gefäßes  $R_0 = 26$  cm; Innendurchmesser des Vakuumgefäßes 6 cm; Innendurchmesser der Theta-Pinch-Spule 9,2 cm; Teilkreisdurchmesser der helischen Drähte 7,5 cm; Maximum des Theta-Pinch-Feldes 10 bis 21 kG; Maximum des Multipolfeldes zwischen den Drähten bis zu 16 kG; Batterieenergien für Theta-Pinch-Feld und Multipolfeld bis zu je 58 kJ; Anstiegszeit (Viertelperiode) für Theta-Pinch-Feld und für Multipolfeld je 3,0  $\mu$ s; Crowbarzeitkonstante 30  $\mu$ s; Maximale Elektronendichten zwischen 1 und 3 mal  $10^{16}$   $\text{cm}^{-3}$ ; Maximale Elektronentemperaturen zwischen 40 und 100 eV; Plasmaradien zwischen 0,5 und 1 cm; Beta-Werte zwischen 0,3 und 1; Einschlußzeiten zwischen 3 und 10  $\mu$ s.

## 6. Dynamische Stabilisierung und Dynamisches Gleichgewicht

(G. H. Wolf)

Um das stabilisierende Potential gegen  $m = 1$  Störungen einer stehenden  $m = 0$  Welle, die einer hoch- $\beta$  Plasmasäule aufgeprägt wird, experimentell zu untersuchen, wurde von Berge und Wolf vorgeschlagen, diese Konfiguration einem gekrümmten Theta-pinch zu überlagern. Dies

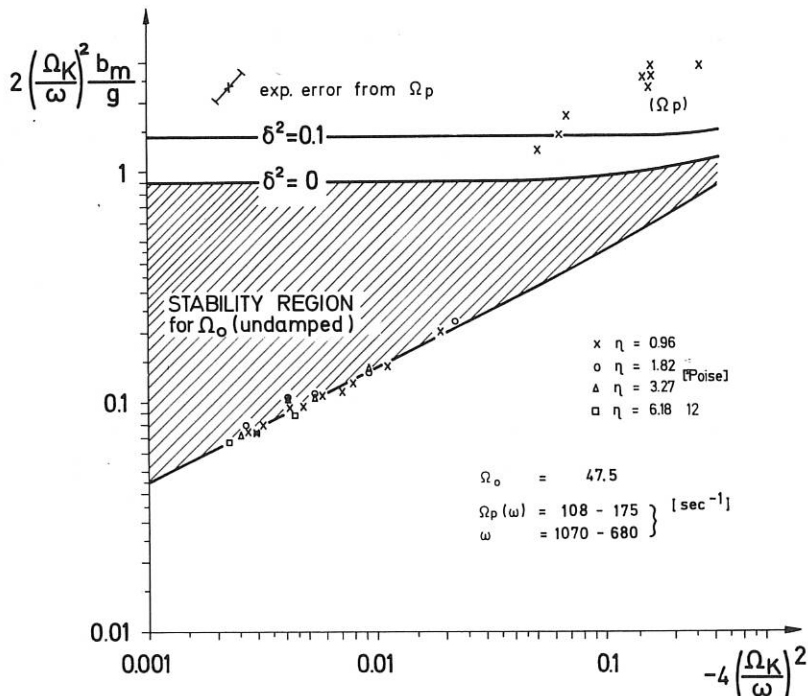
erlaubt, das Nicht-Gleichgewichts-Potential der Toruskrümmung durch das Potential der stehenden Welle derart zu kompensieren, daß für den angestrebten Parameter-Bereich ein um

$$\xi_e \approx \left(\frac{L}{\pi}\right)^2 \beta_0 / \epsilon^2 R_T \left(5 - \left(\frac{\omega R_0}{c_s}\right)^2\right)$$

aus der Torusachse verschobener dynamischer Gleichgewichtszustand entsteht. Hierbei sind  $L$  die Wellenlänge der stehenden Welle,  $R_0$  der mittlere Plasmaradius,  $R_T$  der Toruskrümmungsradius,  $\beta_0$  der Mittelwert von  $\beta$ ,  $\epsilon$  die relative Wellungsamplitude und  $\omega$  die Frequenz der stehenden Welle;  $c_s$  ist die Schallgeschwindigkeit.

Ein Experiment wurde vorbereitet, bei dem in einer 6 m langen Theta-Pinch Spule ein  $B_z$ -Hauptfeld von 15 kG mit  $\tau/4$  von ungefähr 3.7  $\mu$ sec erzeugt werden kann; dies läßt Plasmatemperaturen von 90 - 100 eV erwarten. Ein mittlerer Teil dieser Spule kann mit z. B.  $R_T = 4$  m gekrümmt werden, der Einfluß von Endeffekten wird dort erst nach ca. 15  $\mu$ sec erwartet. Während dieser Zeit kann die Wirkung einer dort aufgeprägten stehenden Welle mit  $\omega/2\pi = 1.7$  MHz und  $\hat{B}_z \approx 4$  kG auf das Gleichgewicht und die Stabilität der Plasmasäule untersucht werden. Metall zu Metall Schalter dienen dazu, die Güte des Hochfrequenz - LC - Kreises (80 kV Hoch-Q-Kondensatoren) auf  $Q \approx 60$  zu bringen.

Neben der Vorbereitung obengenannten Experiments wurden Versuche zur dynamischen Stabilisierung und zum dynamischen Gleichgewicht von Flüssigkeiten durchgeführt. Es gelang, die Rayleigh-Taylor Instabilität von übereinandergeschichteten Flüssigkeiten dynamisch zu stabilisieren, und zwar auch dann, wenn statt der leichteren Flüssigkeit Luft gewählt wurde. Typische Resulte-



Experimental Results of Liquid-Air Interface and Mathieu's Stability Chart  
 $\xi + (1 - \frac{b_m}{g} \cos \omega t) \Omega_k^2 \xi = 0$

tate zeigt das Mathieu-Diagramm ( Abb. 9 . ), wo man sieht, daß die Viskosität der Flüssigkeit keinen Einfluß auf die untere Stabilitätsgrenze hat, während die obere Stabilitätsgrenze verschoben ist in ein Gebiet, wo die Dämpfung  $\delta$  (logar. Dekrement) typisch von der Ordnung  $\delta^2 \approx 0.1$  ist. Unabhängig von einer Kenntnis der parametrisch angeregten Wellenlängen  $L_p$  wurde die obere Grenze des Stabilitätsbereiches zwischen einer viskosen Flüssigkeit und einem Gas gefunden zu

$$\frac{b_m}{g} \approx 0,5 \eta^{2/5} \frac{\omega}{2\pi} - 30$$

wobei  $b_m$  die maximale Beschleunigung auf Grund der erzwungenen harmonischen Schwingung,  $\omega$  deren Frequenz und  $\eta$  die Viskosität der Flüssigkeit in Poise sind.

Die zur Ableitung der Stabilisierungsbedingung für die Rayleigh-Taylor Instabilität benützte Methode wurde auch angewandt, um das in Strenge von Berge abgeleitete stabilisierende Potential  $\delta W$  einer stehenden Welle (siehe oben) abzuschätzen für den Fall  $m \gg 1$ . Das Ergebnis ist

$$\delta W (m-1) = \xi^2 m^2 \varepsilon^2 \left( \frac{2\pi R_0}{L} \right)^2 \frac{4 c_s^2 \rho_0}{8\pi} \left\{ 1 + \delta \left( \frac{\omega L}{4\pi c_s} \right)^2 \right\}$$

mit der Störungsamplitude  $\xi$  und der örtlichen Massendichte  $\rho_0$ . Die übrigen Parameter entsprechen denen in der Bestimmungsgleichung für  $\xi_e$ .

## 7. Aufheizung eines Plasmas durch stoßfreie Stoßwellen

(A. Gattinger, M. Keilhacker, M. Kornherr, H. Niedermeyer, K.-H. Steuer)

Im Berichtsjahr konzentrierte sich die Arbeit einerseits auf eine genauere Untersuchung der Energiedissipation in Stoßwellen mit  $\beta_1 \approx 1$ , zum anderen wurden zwei neue Experimente geplant (500 kV Theta-Pinch) bzw. bereits aufgebaut ("Minimax"), die es ermöglichen, Stoßwellen mit wesentlich anderen Parametern ( $\beta_1 \ll 1$  bzw.  $M > M_{krit}$ ) zu erzeugen (siehe Tab. 1). Daneben wurde die UV-Strahlungsvorionisierung weiterentwickelt.

### 7.1 UV-Strahlungsvorionisierung

Wie im Jahresbericht 1968 beschrieben, dient ein sehr schneller 100 kV - z - Pinch, der gepulst mit Wasserstoff- bzw. Xenongas hoher Dichte gefüllt wird, als Strahlungsquelle für die Photoionisierung von Wasserstoff oder Edelgasen bei Fülldrucken von 1 - 10 mTorr. Eine Untersuchung der spektralen Emission der Strahlungsquelle hat in Übereinstimmung mit theoretischen Abschätzungen <sup>2)</sup> ergeben, daß Xenon als Leuchtgas im interessierenden Wellenlängenbereich ( $\leq 800 \text{ \AA}$  für  $H_2$ ) wesentlich stärker emittiert (hauptsächlich Kontinuumsstrahlung) als Wasserstoff.

Es wurde ein Gleichungssystem aufgestellt, welches das raumzeitliche Verhalten von Dichte  $n$ , Elektronentemperatur  $T_e$  und Ionentemperatur  $T_i$  im photoionisierten Plasma beschreibt <sup>1)</sup>.

1) Keilhacker, M., Laborbericht IPP 1/106 (1970)

2) IPP 1/99 (1969)

Tabelle 1

	Turbulenz Experiment	"Minimax"	500 kV Experiment
Theta-Pinch Spule: Durchmesser Länge	15.8 cm 60 cm	43 cm 100 cm	
Magnetfeldverlauf (schematisch)			
Anstiegszeit	$T/4 = 0.5 \mu s$	$\tau = 80 ns$	60 ns
Pulsdauer	$T/2 = 1.0 \mu s$	$T = 250 ns$	500 ns
Amplitude $B_{max}$	12 KG	1.6 KG	5.3 KG
Ladespannung	80 KV	125 KV	500 KV
Typische Machzahlen	1.5 - 5	1.5 - 3	1.5 - 10
Vorionisierung:	Theta-Pinch	UV-Strahlung	UV-Strahlung Z-Pinch
Dichte	$1 - 5 \times 10^{14} cm^{-3}$	$10^{12} - 5 \times 10^{13} cm^{-3}$	$10^{13} cm^{-3}$ $10^{14} cm^{-3}$
Plasma " $\beta$ "	$\approx 1$	$\ll 1$	$\ll 1$ $\leq 1$
$T_e/T_i$	$< 1$	$\gg 1$	$\gg 1$ $\approx 1$

Dabei wurde ein unendlich langer Plasmazylinder (Radius R) mit einer homogenen Verteilung von Dichte und Temperatur zum Zeitpunkt  $t = 0$  ( $n(0)$ ,  $T_e(0)$ ,  $T_i(0)$ ) angenommen. Abb.10 zeigt numerische Ergebnisse für Randbedingungen, die denen unseres Vorionisierungsexperimentes entsprechen: Fülldruck 1 mTorr  $H_2$  (Abb.10a, b), bzw. 1 mTorr Argon (Abb.10c,d),  $R = 20$  cm,  $n(0) = 1 \cdot 10^{13} cm^{-3}$ ,  $T_e(0) = 2$  eV,  $T_i(0) = 0.1$  eV, überlagertes Magnetfeld  $B_0 = 0$  (Abb.10a, c) bzw.  $B_0 = 50$  G (Abb.10b) und 200 G (Abb.10d). Die in Klammern stehenden Zahlen an den Dichte- und Temperaturprofilen geben die Zeit in  $\mu sec$  an. Die Rechnungen zeigen, daß man die radialen Energie- und Teilchenverluste durch Überlagerung eines axialen Magnetfeldes von etwa 100 G während der Zeiten, in denen Energieaustausch zwischen den Elektronen und den anfänglich kalten Ionen stattfindet, klein halten kann.

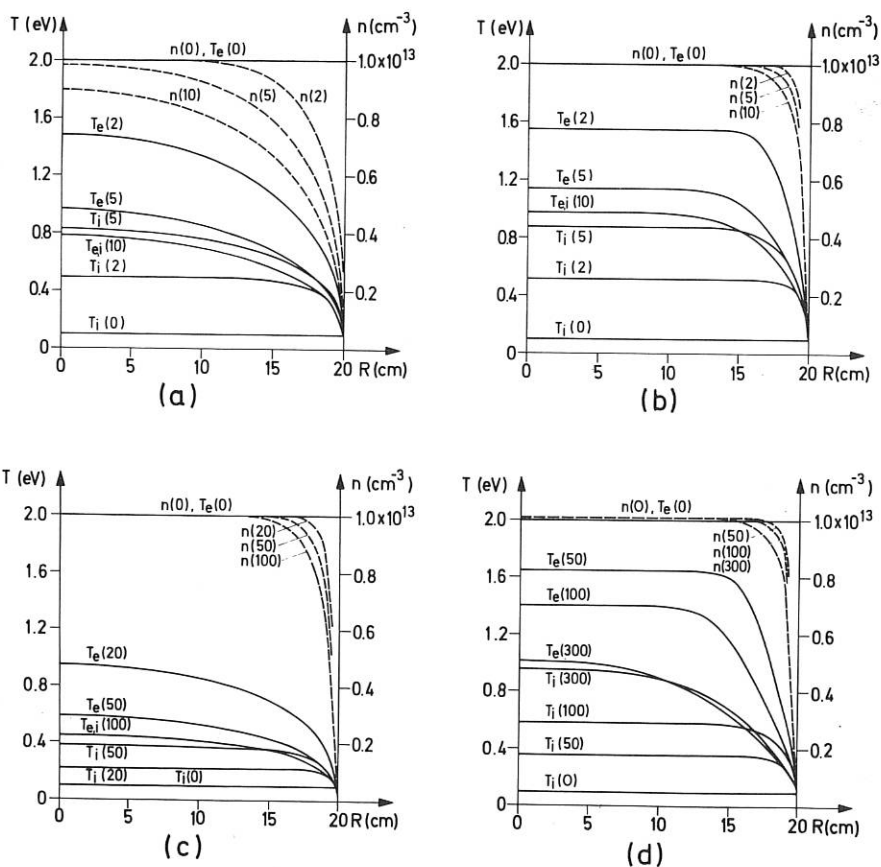


Abb. 10 Zeitlicher Verlauf von Dichte  $n$ , Elektronentemperatur  $T_e$  und Ionentemperatur  $T_i$  in einem durch UV-Strahlung vorionisierten Plasma für verschiedene Randbedingungen (näheres siehe Text)

## 7.2 Stoßwellen in einem Ausgangsplasma mit $\beta_1 \approx 1$

### 7.2.1 Elektronenheizung für $M \lesssim M_{krit}$

Wie bereits im letzten Jahresbericht ausgeführt, können in einem durch eine Theta-Pinch Entladung vorionisierten Ausgangsplasma mit Dichten von einigen  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  und einem  $\beta_1 \approx 1$  stationäre Stoßwellen erzeugt werden (Turbulenzexperiment, siehe Tab. 1). Für Machzahlen  $M \lesssim M_{krit}$  <sup>+</sup> wird eine starke stoßfreie Aufheizung der Elektronen beobachtet, die auf einen durch Mikroinstabilitäten hervorgerufenen turbulenten Widerstand hindeutet /10,34/. Die Instabilitäten bewirken eine überthermische Anregung von elektrischen Feldfluktuationen und

<sup>+</sup>)  $M_{krit} \approx 1.5 \div 2.8$ , abhängig vom Plasma " $\beta$ ", ist die sog. kritische Machzahl, oberhalb derer die durch den elektrischen Widerstand hervorgerufene Entropieerhöhung nicht ausreicht, um die Erhaltungssätze zu erfüllen und z. B. Viskosität als zusätzliche Quelle der Entropie ins Spiel kommt.

damit eine erhöhte Streuung der Elektronen, was durch eine effektive Stoßfrequenz  $\nu_{eff}$  ausgedrückt werden kann. Es wurde nun mit zwei Meßmethoden versucht, Aussagen über charakteristische Frequenz, Wellenzahl, Amplitude und Ausbreitungsrichtung etwa vorhandener überthermischer Fluktuationen zu gewinnen.

a) Spektroskopische Bestimmung von  $\langle E^2 \rangle$

Baranger und Moser<sup>1)</sup> haben vorgeschlagen, Frequenz und Amplitude von Feldfluktuationen durch Beobachtung sogenannter Satelliten zu verbotenen Linien von He I zu messen. Die Satelliten

treten infolge des Stark-Effekts auf, wenn sich die strahlenden Atome in einem starken elektrischen Wechselfeld befinden. Ihre Intensität ist dem Quadrat der Feldstärke  $\langle E \rangle$ , ihr Abstand von der verbotenen Linie der Frequenz des Feldes proportional.

Zur Messung wurden dem Füllgas ( $H_2$  oder  $D_2$ ) 15 Atom-Prozent He zuge-  
setzt. Das Plasma wurde in Achsenrichtung aus großer Entfernung durch eine Ringblende beobachtet, so daß das beobachtete Gebiet annähernd ein Hohlzylinder war. Das Profil der He-I Linie bei  $4922 \text{ \AA}$  wurde mit einer 8-Kanal-Anordnung, bestehend aus Monochromator, Lichtleitern und Photomultipliern, mit guter zeitlicher Auflösung

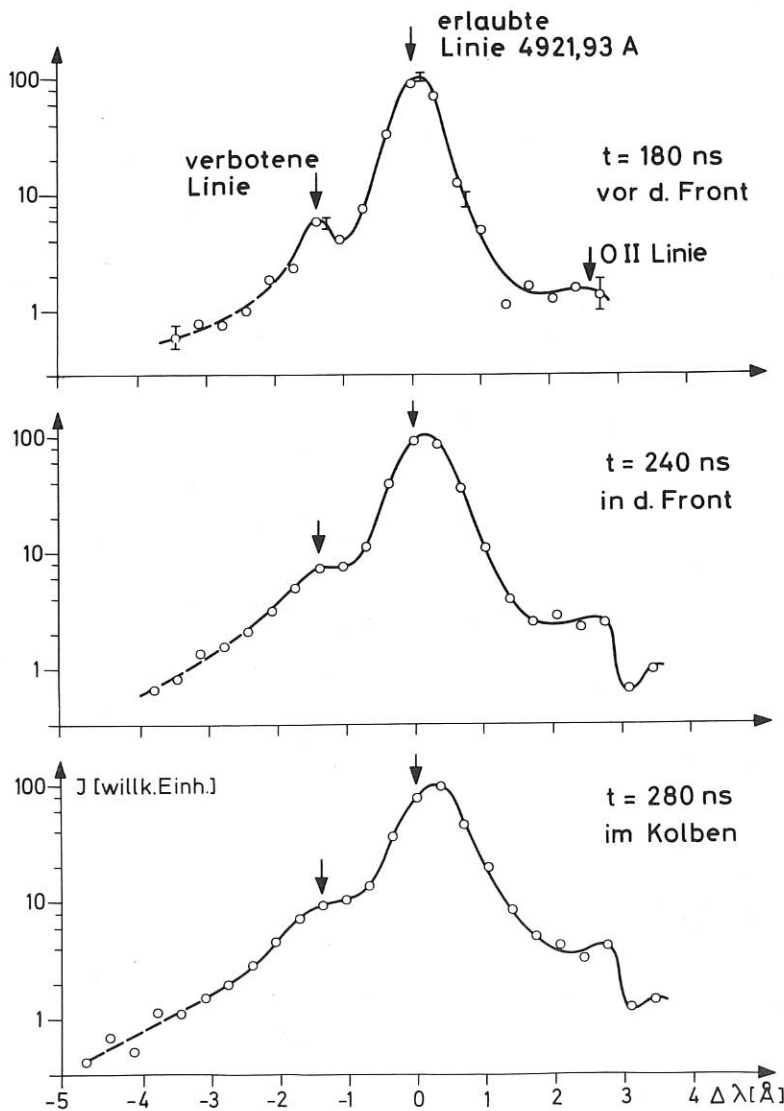


Abb. 11

Gemessenes Profil der He-I Linie bei  $4922 \text{ \AA}$

1) Phys.Rev. 123, 25 (1961)



aufgenommen. Abb.11 zeigt gemessene Linienprofile zu 3 verschiedenen Zeitpunkten, vor der Stoßfront, in der Stoßfront und im Kolben. Die verbotene Linie tritt bei den verwendeten Dichten von einigen  $10^{14}$  pro  $\text{cm}^3$  bereits allein als Folge der starken Mikrofelder der Ionen auf (vgl. Linienprofil vor der Front), was die Beobachtung relativ schwacher Feldfluktuationen erschwert. Im vorliegenden Fall läßt sich deshalb für die Amplitude eventuell vorhandener überthermischer Feldfluktuationen nur eine obere Grenze angeben. Sie beträgt, gemittelt über den beobachteten Plasmahohlzylinder,  $\sqrt{\langle E^2 \rangle} = 6$  kV/cm. Die dieser Feldstärke entsprechende Energiedichte der Feldfluktuationen liegt etwa um zwei Größenordnungen über der thermischen Fluktuationsenergie und beträgt etwa 1 Promille der thermischen Energiedichte der Elektronen.

b) Bestimmung von  $\langle n^2 \rangle$  aus Laservorwärtsstreuung

Eine weitere Möglichkeit, Intensität und Frequenz der in Stoßwellen angeregten Fluktuationen zu bestimmen, bietet die Vorwärtsstreuung (kollektive Streuung) von Laserlicht. Abb. 12 zeigt

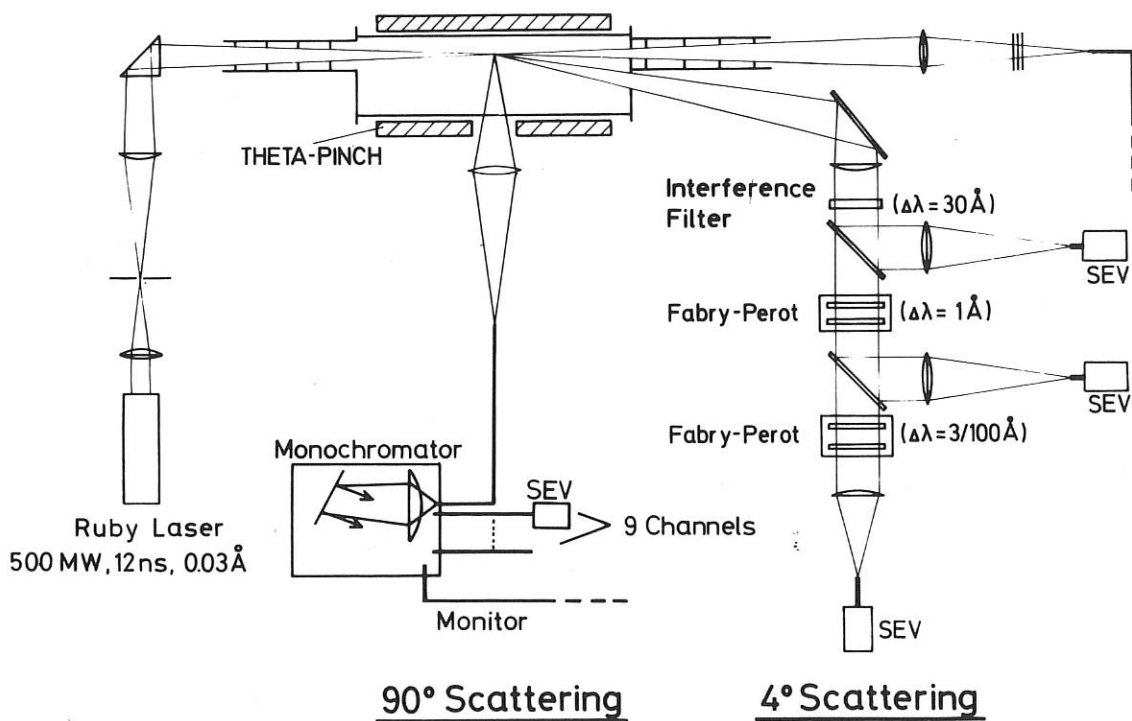


Abb.12 Versuchsanordnung zur Messung des unter  $90^\circ$  und  $4^\circ$  gestreuten Laserlichtes

schematisch die verwendete Versuchsanordnung. Das unter  $4^\circ$  gestreute Laserlicht (Streuvektor in azimuthaler Richtung) wird durch ein Interferenz-Filter und zwei Fabry-Perots spektral aufgelöst. Während unmittelbar hinter dem Interferenz-Filter das gesamte, in Elektronen- und

Ionenlinie enthaltene Streulicht registriert wird, ist das 1. Fabry-Perot so gewählt, daß es nur die Ionenlinie durchläßt, deren Profil dann mittels des 2. Fabry-Perot von Entladung zu Entladung abgetastet wird. Gleichzeitig werden aus der  $90^\circ$ -Laserstreuung die Plasmaparameter Dichte und Elektronentemperatur bestimmt. Aus ihnen ergibt sich für  $\alpha = 1/k \lambda_D$  ein über die Stoßwelle gemittelter Wert von 1.5, d. h. die Laserstreuung erfolgt an Dichtefluktuationen mit einer Wellenlänge  $\lambda \approx 10 \lambda_D$ .

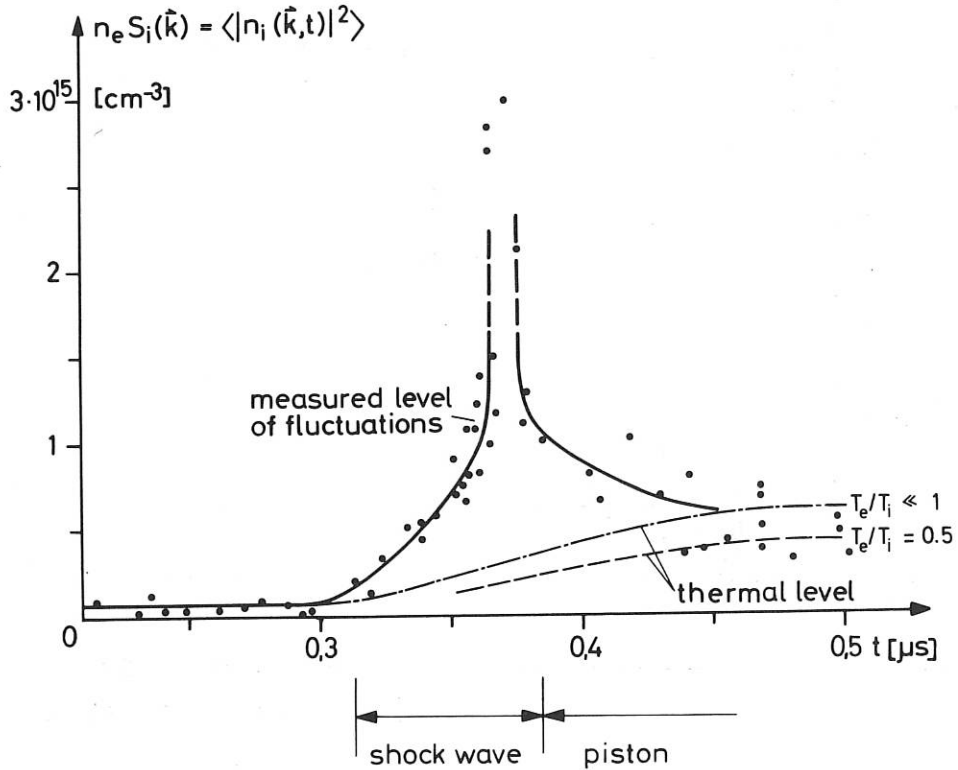


Abb.13 Gemessene Streuintensität (Ionenlinie) und Vergleich mit berechneten Werten für ein thermisches Plasma

Abb.13 zeigt für eine bestimmte Stoßwelle die hinter dem 1. Fabry-Perot gemessene Streuintensität (Absoluteichung durch Vergleich mit Rayleigh-Streuung an  $\text{H}_2$ ), die von Dichtefluktuationen mit Frequenzen  $\omega$  kleiner  $2 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$  herrührt (die Ionenplasmafrequenz ist  $\omega_{pi} \approx 3,2 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ , die Elektronenplasmafrequenz  $\omega_{pe} \approx 1,4 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ ). Wie ein Vergleich mit den unter der Annahme thermischer Dichtefluktuationen berechneten Streuintensitäten zeigt, sind diese Dichtefluktuationen in der Stoßwelle stark überthermisch angeregt. Dagegen ergibt sich aus einem Vergleich dieser in der Ionenlinie liegenden Streuintensität mit der gesamten Streuintensität (Ionen-plus Elektronenlinie), daß Wellen nahe der Elektronenplasmafrequenz nur thermisch angeregt sind.

### 7.2.2 Ionenheizung für $M > M_{\text{krit}}$

Soweit die Stoßwellen stationär sind, kann mit Hilfe der Erhaltungssätze aus gemessenen Größen die Summe von Elektronen- und Iontemperatur hinter der Stoßfront,  $(T_e + T_i)_2$ , berechnet werden<sup>1)</sup>. Da  $T_{e2}$  durch Laserstremessungen bestimmt wird, kann  $T_{i2}$  abgeschätzt werden.

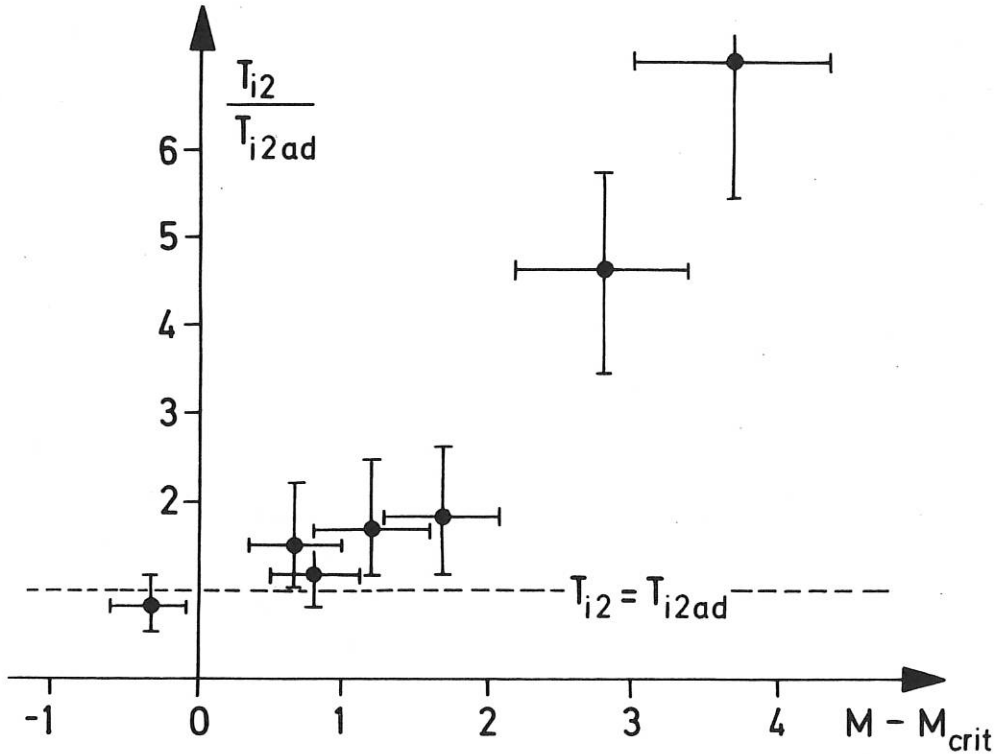


Abb. 14 Verhältnis von beobachteter ( $T_{i2}$ ) zu adiabatischer Ionenheizung ( $T_{i2 ad}$ ) in Abhängigkeit von der Machzahl  $M$ .

Abb. 14 zeigt für Stoßwellen verschiedener Machzahlen  $M$  das Verhältnis der auf diese Weise abgeschätzten Iontemperatur  $T_{i2}$  zu der Iontemperatur  $T_{i2 ad}$ , die man bei adiabatischer Aufheizung der Ionen erwarten würde. Es zeigt sich, daß in Stoßwellen mit Machzahlen  $M \leq M_{\text{krit}}$  die Ionen adiabatisch geheizt werden, während für  $M > M_{\text{krit}}$  eine zusätzliche nicht-adiabatische Heizung auftritt, die mit steigender Machzahl anwächst. Dies deutet darauf hin, daß oberhalb dieser kritischen Machzahl  $M_{\text{krit}}$  Instabilitäten auftreten, die zu einer stoßfreien Viskosität führen.

### 7.3 Stoßwellen in einem Ausgangsplasma mit $\beta_1 \ll 1$

Um Stoßwellen in einem Ausgangsplasma mit kleinem  $\beta$  ( $\beta_1 \ll 1$ ) und  $T_{e1}/T_{i1} \geq 1$  untersuchen zu können, wurde ein Stoßwellenexperiment aufgebaut ("Minimax", siehe Tab. 1), bei dem die Vorionisierung durch die in Abschnitt 7.1 beschriebene UV-Strahlungsvorionisierung erfolgt.

1) IPP 1/97 (1969)

Wie aus Tab. 1 zu ersehen ist, entsprechen die Abmessungen der Theta-Pinch Spule denen des im Aufbau befindlichen 500 kV-Stoßwellenexperimentes (siehe Abschnitt 7.4). Eine der ebenfalls für dieses Experiment entwickelten 125 kV-Blumlein-Leitungen erzeugt einen Magnetfeldpuls von 1,6 kG Höhe und 250 ns Länge.

Erste Messungen an Stoßwellen wurden durchgeführt.

#### 7.4 500 kV-Stoßwellenexperiment

Dieses Experiment (siehe Tab. 1), dessen technische Einzelheiten im Abschnitt der Abteilung Technik dieses Berichtes beschrieben sind, soll hauptsächlich der Erzeugung starker stationärer Stoßwellen dienen. Die Entwicklung der einzelnen Komponenten wurde im Berichtsjahr abgeschlossen.

### 8. Vorionisierung

(A. Eberhagen, E. Unsöld)

#### 8.1 Toroidales Vorionisierungsexperiment

In den früheren Experimenten zur Vorionisierung von Deuterium für anschließende Hochenergie-Entladungen war die Erzeugung von geeigneten Plasmen für Fülldrucke  $p_0 \approx 10$  mTorr in linearen Entladungsgefäßen bis zu 250 cm Länge untersucht worden. Gemäß dem allgemeinen langfristigen Arbeitsprogramm der Abt. 1 konzentrierten sich im Berichtsjahr die Untersuchungen nun auf den Fall toroidaler Geometrie.

Ausgangspunkt war dabei eine kürzlich in Culham durchgeführte Untersuchung<sup>1)</sup> für das dort vorbereitete toroidale "Diffused-Pinch"-Experiment. Es wurde dort gezeigt, daß sich in einem Torus von etwa 2 Meter Umfangslänge durch induzierte azimuthale Ströme und bei Überlagerung von azimuthalen Magnetfeldern von der Größenordnung kGauss die Vorionisierung von Deuterium in zufriedenstellender Weise lösen läßt. Der entsprechende Primärstrom in der Torusschale wurde dazu von einer 1,5 kJoule-Batterie mit folgenden Daten gespeist:  $T/4 = 2$   $\mu$ sec, Ladespannung  $U_0 \approx 40$  kV. Um die Gefahr einer Rückwirkung dieser Vorionisierungsbatterie auf die nachfolgenden Entladungskreise zu reduzieren, wurde jedoch in unseren Untersuchungen die Erreichung des gleichen Zieles mit einer Batterie geringerer Ladespannung, dafür aber längerer Viertelperiode angestrebt.

Das zunächst aufgebaute toroidale Vorionisierungsexperiment war durch folgende Daten charakterisiert:

- |  |  |
|--|--|
| 1) Gefäß   | $R = 30$ cm, $r = 5,5$ cm (gleiche Daten wie ISAR IV, ungefähr gleiche Daten wie im Culhamer Experiment)   |
| 2) $I_z$ -Batterie<br>(Batterie für azimuthalen Primärstrom) | $C = 46$ $\mu$ F, $U_0 = 16$ kV, $T/4 = 10$ $\mu$ sec<br>(Aus Gründen einer raschen Realisierung des Experimentes umfloß dieser $I_z$ -Strom das Torusgefäß in 40 einzelnen, parallelen Leiterdrähten statt in einer meridional geschlossenen Torusschale) |

---

1) Ellis, W.R., L. Firth, Toroidal Pre-Ionization, Culham Laboratory Progress Report, CLM-PR 12 (1969)

- |   |   |                                 |
|---|---|---------------------------------|
| 3) $B_z$ -Batterie<br>(Batterie für überlagertes<br>azimuthales Magnetfeld) | $C = 200 \mu\text{F}$<br>$U_0 \leq 8 \text{ kV}$<br>$N = 2 \text{ Windungen}$<br>$T/4 = 16 \mu\text{sec}$ | } $B_z \leq 2,0 \text{ kGauss}$ |
|---|---|---------------------------------|

Bei den Untersuchungen mit diesem experimentellen Aufbau wurden folgende Ergebnisse gewonnen:

### 8.1.1 Zündverhalten:

Bei Fehlen eines überlagerten azimuthalen Magnetfeldes konnte ein Entladungsdurchbruch in Deuterium (d. h. mit Zündverzögerungen  $\Delta t \leq 7 \mu\text{sec}$ ) bis herunter zu Fülldrucken von  $p_0 = 10 \text{ mTorr}$  sicher erzielt werden (Ladespannung der  $I_z$ -Batterie  $U_0 = 16 \text{ kV}$ , d. h. Spannung am Torus-Einspeisungsschlitz für die  $I_z$ -Drähte:  $U_{\text{Tor}} = 10 \text{ kV}$ ). Schwache überlagerte  $B_z$ -Felder ( $B_z \approx 500 \text{ Gauss}$ ) verbesserten zunächst die Durchbruchseigenschaften der Torusentladung auf Fülldrucke  $p_0 \geq 7 \text{ mTorr}$  (vorhandene Ladungsträger legen größere Weglängen im Torusgefäß zurück, bevor sie durch Auftreffen auf die Wand für Ionisierungsprozesse verloren sind); eine weitere Steigerung von  $B_z$  im Torusgefäß verschlechterte sie wieder (die Abschirmung des elektrischen Potentialfeldes der  $I_z$ -Leiterdrähte durch Ladungsträger auf der Gefäßinnenwand wird durch das  $B_z$ -Feld immer stärker behindert).

### 8.1.2 Stabilitätsverhalten der erzeugten, toroidalen Vorionisierungsplasmen:

Bei fehlendem überlagerten Magnetfeld erfolgte nach dem Durchbruch eine Kompression auf einen Stromkanal in der Nähe der Torusseule, der nach etwa  $2 \mu\text{sec}$  schnell instabil wurde. Nach  $3 \mu\text{sec}$  floß der gesamte Plasmastrom auf der äußeren Torusinnenwand. Mit dem Zeitpunkt der Wandberührung stieg der Verunreinigungsgrad des Plasmas rasch auf Werte über  $1 \%$  an.

Zur Vermeidung dieses unerwünschten Verhaltens wurden zwei Maßnahmen getroffen:

- Durch Crowbar des  $I_z$ -Stromes im Primärkreis  $1,2 \mu\text{sec}$  bzw.  $2 \mu\text{sec}$  nach erfolgtem Durchbruch wurde der nach der Zündung rasch ansteigende Plasmastrom auf Werte von  $8 \text{ kA}$  bzw.  $13 \text{ kA}$  begrenzt.
- Wie zuvor schon angedeutet, wurde durch Überlagerung eines  $B_z$ -Feldes versucht, eine stabile Gleichgewichtslage des toroidalen Vorionisierungsplasmas und damit die Vermeidung eines vehementen Wandkontaktes zu erreichen.

Sondenmessungen des  $B_z$ - und  $B_\theta$ -Magnetfeldes zeigten allerdings, daß bei dieser experimentellen Anordnung wegen der aufbaubedingten Begrenzung von  $B_z \leq 2 \text{ kGauss}$  auch der Plasmastrom  $I_z = 8 \text{ kA}$  noch oberhalb der Kruskalgrenze lag. Gleichwohl reduzierte sich der Verunreinigungsgrad des Plasmas für  $B_z = 1,5 \text{ kGauss}$  und  $I_z = 8 \text{ kA}$  schon auf Werte merklich unter  $1 \%$ .

### 8.1.3 Plasmaparameter:

Zur Ermittlung des erreichten Ionisierungsgrades im Plasma wurden die Profile der  $\text{D}\delta(4860)$ -Linie vermessen. Dabei stellte sich heraus, daß in Übereinstimmung mit früheren Rechnungen von Herrn Köppendörfer<sup>2)</sup> unter den hier vorliegenden Versuchsbedingungen der Plasmastrom  $I_z \approx 15 \text{ kA}$  sein muß, um Ionisierungsgrade  $\alpha$  in der Nähe von  $1$  zu erreichen. Es wurde

---

2) Köppendörfer, W., "A Model for the Ionization of a Hydrogen Gas by Ohmically Heated Electrons" IPP 1/79 (1968)

ermittelt: Bei  $I_z = 8$  kA :  $\alpha \approx 0,4$ , bei  $I_z = 13$  kA :  $\alpha \approx 0,7$ . Die Temperatur des Plasmas wurde zu  $\approx 1$  eV abgeschätzt aus den nach oben gewonnenen Elektronendichten und aus den absoluten Intensitäten der  $D\beta(4860)$ -Linie.

Nach diesen Ergebnissen, die die Brauchbarkeit des gewählten Konzeptes zur toroidalen Vorionisierung aufgezeigt hatten, ist ein Neuaufbau des Experimentes vorgenommen worden. Hierbei ist zur besseren Übertragbarkeit der Ergebnisse auf toroidale Hochenergie-Entladungen das Torusgefäß zunächst mit einem lmm-starken Kupfermantel umgeben. Der  $I_z$ -Strom fließt in zwei azimuthalen Strombügeln außerhalb dieser Torusschale (ein entsprechender, isolierter Schlitz verhindert den Kurzschluß des  $I_z$ -Stromes in der Schale). Durch Erhöhung der Windungszahl von  $N = 2$  auf  $N = 8$  können mit der  $B_z$ -Spule quasi-stationäre Felder bis zu 6 kGauss überlagert werden, so daß man auch bei hohen Plasmaströmen die Kruskalgrenze nicht zu überschreiten braucht. Weiterhin ist es vorbereitet worden, das Zündverhalten durch Voranschalten einer 8 MHz - HF - Entladung auch in den Fülldruckbereich  $p_0 < 10$  mTorr hinein zu verbessern.

## 8.2 Vorionisierung mit Mikrowellen

Parallel zu diesen toroidalen Vorionisierungsexperimenten liefen Untersuchungen, in einer linearen Anordnung ein möglichst homogenes und hochionisiertes Wasserstoffplasma durch Einstrahlen von linear- oder zirkularpolarisierten Mikrowellen auch noch bei Fülldrücken 0,1 - 10 mTorr zu erzeugen. Dieses soll als Ausgangsplasma (Ionisierungsgrad  $\alpha \approx 10^{-2}$ ) für nachfolgende stromstarke Entladungen oder für Untersuchungen an stoßfreien Stoßwellen dienen.

Die Experimente wurden in einem linearen Entladungsgefäß von 200 cm Länge und 10 cm Innendurchmesser durchgeführt. Eine aus 24 Segmenten zusammengesetzte Spule erlaubte die Überlagerung eines achsialen und stationären Magnetfeldes  $B_{z0} \leq 1,9$  kGauss. Es ist über etwa 100 cm homogen. Der genaue Arbeitswert von  $B_{z0}$  zur Zündung im Entladungsgefäß bestimmte sich durch die Elektronengyro-Resonanzbedingung für die achsial eingestrahlten Mikrowellen und betrug 860 Gauss. Die Hochfrequenzleistung wurde mit einem 2,45 GHz-Magnetron bei  $2,6 \div 5,0$  kW-Dauerstrichleistung erzeugt. Die so erzielten Plasmaparameter wurden mit einem Mikrowelleninterferometer ( $\lambda = 17,5$  mm) und einer schwimmenden Doppelsonde ermittelt.

Die Untersuchungen ergaben ein Zünden des Wasserstoffgases bis unter Fülldrucke von  $p_0 = 0,1$  mTorr. Es wurden vom Fülldruck abhängige Ionisierungsgrade zwischen  $\alpha = 2 \times 10^{-3} \div 3 \times 10^{-2}$  festgestellt und Elektronentemperaturen von etwa 5 eV. Das erzeugte Plasma füllte bei Ausgangsdrücken:  $0,1$  mTorr  $\leq p_0 \leq 2,5$  mTorr einen großen Teil des Entladungsgefäß-Querschnittes aus. Die Elektronendichte nahm von dem antennenseitigen zum antennenabgewandten Ende der Spule von  $2 \times 10^{11}$  cm $^{-3}$  nur um etwa den Faktor 3 ab. Für  $p_0 = 2,5$  mTorr änderte sich das Erscheinungsbild jedoch grundlegend: Es bildete sich ein nur enger Entladungskanal aus, hingegen erhöhte sich die erzeugte Elektronendichte am antennenseitigen Ende des Gefäßes bei Überschreiten des Fülldruckes  $p_0 = 2,5$  mTorr über die Cut-Off-Dichte hinaus sprunghaft auf den Wert  $2 \times 10^{12}$  cm $^{-3}$ . Eine detaillierte Erklärung dieses Entladungsverhaltens steht noch aus; das Erscheinungsbild der Entladung oberhalb  $p_0 = 2,5$  mTorr legt jedoch nahe, daß hier die Einstrahlung von HF im "Whistler"-Mode erfolgt.

## 9. Meßmethoden an heißen Plasmen

(W. Braun, L. Kellerer, D. Meisel, H. Röhr, K.-H. Steuer)

Mit dem Ziel, eine leistungsstarke Lichtquelle mit einer Wellenlänge in der Nähe von  $H\alpha$  zu finden, wurde ein Farbstofflaser gebaut und untersucht. Der Laser ist ca. 50 cm lang und wird mit einer coaxialen Z-Entladung in 30 - 40 Torr Xenon gepumpt. Als Farbstoff wurde Rhodamin B verwendet. Die Emission dauert einige  $\mu\text{s}$  und erreicht Maximalleistungen von ca. 500 kW. Der elektrische Kreis war dabei noch sehr langsam, etwa 1  $\mu\text{s}$  Viertelperiode (mit einer schnelleren Entladung können erheblich höhere Leistungen erwartet werden). Mit dieser Anordnung wurde nur das spektrale Verhalten des Lasers untersucht: Ohne frequenzselektiven Spiegel werden nacheinander zwei relativ breite (ca. 50 - 70  $\text{\AA}$ ) Bänder emittiert, deren Zentrum sich während der Emission zu kürzeren Wellenlängen verschiebt. Das zuerst emittierte Band hat sein Zentrum bei etwa 6100  $\text{\AA}$ , das zweite bei etwa 6000  $\text{\AA}$  (variiert mit der Farbstoffkonzentration). Wird ein Gitter als Spiegel verwendet, so kann eine schmalbandige Emission mit ca. 1  $\text{\AA}$  Linienbreite erzielt werden. Durch Drehen des Gitters konnte die Linie bis ca. 6400  $\text{\AA}$  verschoben werden. (H. Röhr).

In einem Streuexperiment konnte der Einfluß des Magnetfeldes auf das Streuspektrum nachgewiesen und mit den Ergebnissen theoretischer Arbeiten verglichen werden. Für den Fall  $Bk$  und  $\alpha (= 1/k D) < 1$  ( $B =$  Magnetfeld,  $k =$  Streuvektor,  $D =$  Debyelänge) sind die Streuspektren theoretisch bestimmt; sie sind aufgespalten in eine Reihe von Linien im Abstand der Elektronen gyrofrequenz. Verbreitert werden die Linien durch Verletzung der Bedingungen  $Bk$ , also durch endliche Öffnungswinkel, außerdem durch Inhomogenitäten im Magnetfeldverlauf und durch Stöße.

Der Aufbau des Experiments wurde fertiggestellt: Das Plasma entsteht in einem Wasserstoffbogen, der in einem achsenparallelen Magnetfeld  $B_z$  (im Vakuum max. 120 kG) brennt. Durch normale  $90^\circ$ -Streuung wurden die Plasmaparameter ermittelt ( $n = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 3 \text{ eV}$ ).

Unter Bedingungen, bei denen ein modulierte Spektrum zu erwarten ist, zeigt das gemessene Streuspektrum einen deutlichen Unterschied zum thermischen Spektrum, während ohne Magnetfeld ein normales thermisches Spektrum beobachtet wird. Aus dem Abstand von Laserlinie zum ersten Minimum folgt ein Magnetfeld von  $110 \pm 10 \text{ kG}$ . Bei der Auswertung sind kollektive Effekte berücksichtigt, weil mit  $\alpha = 0.6$  die Bedingung  $\alpha \ll 1$  nicht gut erfüllt ist. (L. Kellerer).

Das Streuexperiment am toroidalen  $\theta$ -Pinch "SPINNE" wurde ausgewertet. Ergebnisse, insbesondere im Hinblick auf Verlustmechanismen, siehe Abschnitt 5., Toroidaler  $\theta$ -Pinch. (D. Meisel)

Für das Turbulenz-Experiment wurde ein Vorwärtsstreuexperiment ( $5^\circ$ ) zur Messung nichtthermischer Fluktuationen vorbereitet und begonnen. Einzelheiten darüber siehe Abschnitt 7. (K.-H. Steuer)

An ISAR I (5,4 m-Spule, 15 cm  $\emptyset$ -Rohr) wurde ein  $90^\circ$ -Streuexperiment durchgeführt, das es gestattete, die Dichteverteilung längs eines Plasmadurchmessers mit einer 9-Kanal-Anordnung bei einer Entladung zu messen. Verwendung verschiedener Interferenzfilter erlaubte außerdem eine grobe Temperaturmessung nach der Schuß-für-Schuß-Methode. Näheres über die Auswertung im Zusammenhang mit Diffusionsproblemen siehe Abschnitt 1 "ISAR I" (W. Braun)

In Zusammenarbeit mit der Gruppe ISAR II wurde ein  $90^\circ$ -Streuexperiment zur Messung der Elektronentemperatur und -dichte an ISAR II geplant. (H. Röhr)

## 9.2 Messung von Dichte und Magnetfeld in einem $\theta$ -Pinch mit Faraday-Effekt

(E. Glock)

Die Aufhellung eines Laserbündels (6328 Å) durch einen  $\theta$ -Pinch zwischen nahezu gekreuzten Polarisatoren lieferte Drehwinkel  $\alpha \sim n \cdot B \cdot l$ , die um etwa eine Größenordnung über denen lagen, die sich aus Flußmessung und photographischer Beobachtung (Kompressionsverhältnis) ergaben.

Dies konnte weder durch Vernachlässigungen in der Appleton-Hartree-Formel, noch durch Meßfehler (Spannungsdoppelbrechung in optischen Elementen) erklärt werden.

Erst eine Erhöhung der räumlichen und zeitlichen Auflösung ( $\Delta f \approx 15$  MHz) und gleichzeitig der Meßgenauigkeit zeigte, daß die Ladungsträger im wesentlichen auf einem dünnen Zylindermantel konzentriert sind und dort viel größere Dichten erreichen, als sich für das Zylindervolumen ergäbe. Die longitudinale Ausbreitung des Plasmas erfolgt mit etwa gleicher Geschwindigkeit wie die radiale Kompression, so daß ihre Überlagerung Bewegungen unter  $45^\circ$  gegen die Feldrichtung ergeben kann.

## 9.3 Plasmaspektroskopie

(A. Eberhagen, R. Wunderlich)

Im Rahmen von Strahlungsmessungen aus Plasmen hoher Dichte und Temperatur bot sich die Möglichkeit der Vermessung druckverbreiteter Profile von HeII-Linien. Dazu wurden in einem vorhandenen 10 kJoule-Theta-Pinch Heliumplasmen mit Temperaturen von etwa 20 eV und Elektronendichten von etwa  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  reproduzierbar erzeugt. Durch Überlagerung eines achsialen, antiparallelen Magnetfeldes konnte eine sehr zufriedenstellende Homogenität der Plasma-parameter sowohl in radialer wie auch in achsialer Richtung erreicht werden. Die gemessenen Profile der HeII-Linien (4686 Å, 3203 Å, 2733 Å, 2511 Å und 1215 Å, 1085 Å, 1025 Å, 922 Å) wurden, soweit möglich, mit den entsprechenden Ergebnissen anderer Autoren verglichen. Dabei traten außerhalb der Meßfehler liegende Abweichungen gegenüber neueren theoretischen Berechnungen auf, die die Tendenz haben, die Linien im Kern breiter und auf den Flügeln schmaler erscheinen zu lassen.<sup>1)</sup>

## 9.4 Elektronendichtemessung mit Submillimeterwelleninterferometrie

(M. Daehler)

Ein Experiment zur interferometrischen Elektronendichtemessung mit Submillimeterwellen wurde begonnen. Im Vergleich zur Mikrowelleninterferometrie hat die Interferometrie mit Submillimeterwellen die Vorteile besserer räumlicher Auflösung und einer höheren cut-off Dichte ( $n_c = 0.98 \cdot 10^{16}$  für  $\lambda = 0.337$  mm). Im Vergleich zur Interferometrie mit sichtbarem Licht hat das Submillimetersystem eine höhere Empfindlichkeit: das Produkt aus Plasma-Länge und Dichte, das eine Streifenverschiebung verursacht, ist  $n \cdot \ell = 3.3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ .

Ein Michelson-Interferometer für Submillimeterwellen wurde aufgebaut. Es hat eine Eintrittsblende von 40 mm Durchmesser, einen Strahlteiler aus Polyäthylenfolie und arbeitet mit polierten Stahlspiegeln.

---

<sup>1)</sup> A. Eberhagen, R. Wunderlich, Z. Phys. 232, 1-10 (1970)



Als Strahlungsquelle wurde ein HCN-Dauerstrich Gaslaser gebaut. Der Resonator ( 2 m lang und 85 mm Durchmesser) wurde sowohl mit einem ebenen und einem Hohlspiegel, als auch mit zwei ebenen Spiegeln betrieben. Das laseraktive Material HCN wird mit Hilfe einer Gleichstrom-Entladung aus einer durchfliessenden Stickstoff-Äther-Mischung erzeugt. Die Strahlungsleistung, die zur Zeit bei 0.5 Milliwatt liegt, wird durch ein Loch ausgekoppelt, das in einem der Spiegel angebracht ist. Für langsame Messungen wird als Detektor eine Golyay-Zelle verwendet. Für schnelle Messungen ist ein mit flüssigem Helium gekühlter Putley-(oder "hot electron") InAs Detektor (Zeitkonstante: ca. 150 nsec) in Erprobung. Vorgesehen sind Messungen zuerst an einer einfachen z-Strom-Entladung, dann an dem ISAR III Theta-Pinch Plasma.

#### 10. Numerische Auswertung

(R. Wunderlich)

Der durch die wachsende Anzahl von Experimenten steigende Anfall von Daten erforderte eine Beschleunigung der Digitalisierung der Oszillogramme, was durch den Übergang von der vorhandenen "Oscar"-Anlage auf eine neue, in Auftrag gegebene Maschine gewährleistet ist.

Für den vorliegenden Problemkreis erwies es sich als vorteilhaft, einen gewissen Stamm von Unterprogrammen aufzubauen, der sich dann für die im einzelnen immer wieder neue Aufgabenstellung einfach verwenden läßt.

Neben einer Anzahl Interpolations- und Plot-Subprogrammen existieren derzeit folgende Auswertprogramme:

1. Ein Standardprogramm liefert von eingegebenen Oszillogrammen die wahlweise durch Eichfaktoren normierten Signale zu jedem gewünschten Zeitpunkt, gegebenenfalls auch Mittelwerte mehrerer Kurven. Diese Daten dienen meist als Ausgangspunkt für weitere Rechnungen.
2. Aus Röntgenstrahl-Absorptionsmessungen an Folien bekannter Durchlässigkeit wird der zeitliche Verlauf der Elektronentemperatur des Plasmas bestimmt und aufgezeichnet.
3. Aus experimentell bestimmten radialen Strahlungsintensitätsverteilungen werden unter bestimmten Annahmen über das Plasma Emissionsverteilungen und relative Elektronendichteverteilungen berechnet.
4. Mit Monochromator und 8-fach-Spaltaufteilung gemessene Linienprofile eines Plasmas werden geeicht, aufgezeichnet und deren Halbwertsbreite als Funktion der Zeit bestimmt.
5. Mit einem Zehnkanaal-Monochromator wird die radiale Verteilung der Kontinuumsstrahlung eines Plasmas gemessen. Nach Absoluteichung der Signale wird die Summe dreier Gaussfunktionen als "best-fit" bestimmt, die Emissionsverteilung ist dann wieder eine Summe dreier Gaussfunktionen. Unter bestimmten Annahmen wird sodann die Elektronendichteverteilung absolut berechnet und aufgezeichnet.
6. Aus radialen Schmieraufnahmen eines Plasmas werden am Photometer zu den gewünschten Zeitpunkten Schwärzungsverteilungen erstellt. Über die eingegebene Gradationskurve wird die Intensitätsverteilung und, unter bestimmten Annahmen, die Emissionsverteilung, sowie die relative Elektronendichteverteilung berechnet.

## 11. Theoretische Arbeiten

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

### 11.1 Anomale elektrische Leitfähigkeit

(R. Chodura)

Es wurde das zeitliche Verhalten eines stoßfreien, schwach turbulenten Plasmas in einem konstanten, homogenen elektrischen Feld untersucht. Zu diesem Zweck wurden die Gleichungen der quasilinearen Theorie für die Elektronen- und Ionenkomponente zusammen mit der allgemeinen Dispersionsbeziehung für das turbulente Wellenspektrum in einer Dimension numerisch gelöst und damit das zeitliche Verhalten der Elektronen- und Ionen-Verteilungsfunktion und ihrer Momente berechnet. Die berechneten Fälle zeigen ein Anwachsen der Fluktuationsenergie bis zu einem Maximum, das bei einigen Prozent der thermischen Energie liegt. Damit verbunden ist eine Zunahme der Elektronentemperatur und ein Abflachen des zeitlichen Stromanstiegs. Die Ionen werden etwa um den Faktor  $30 \div 40 \sim (m_i/m_e)^{1/2}$  weniger stark geheizt. Der Bereich der instabilen Wellenzahlen schrumpft im Verlauf der Wellen-Teilchen-Wechselwirkung immer mehr zusammen.

Die Rechnungen erfolgten in Zusammenarbeit mit F. Engelmann und G. Bardotti vom CNEN Laboratorio Gas Ionizzati, Frascati.

### 11.2 Transportkoeffizienten eines stoßbehafteten, anisotropen Plasmas

(R. Chodura, F. Pohl)

Zur genaueren Beschreibung eines anisotropen Plasmas mit Hilfe von Flüssigkeitgleichungen z. B. in Stoßwellen ist es wünschenswert, außer den Gleichungen für Dichte, Geschwindigkeit und 2 Drucken parallel und senkrecht zum Magnetfeld (CGL-Näherung), zusätzlich Transportgleichungen für Viskosität und Wärmeströme senkrechter und paralleler thermischer Energie abzuleiten. Zur Berechnung der Stoßmomente wurde eine Verallgemeinerung der Entwicklung der Verteilungsfunktion nach Hermite-Polynomen<sup>1)</sup> zugrunde gelegt. Die Stoßmomente wurden für den allgemeinen Fall eines anisotropen Mehrkomponenten-Plasmas, und für die Spezialfälle eines 2-Komponenten-Plasmas mit anisotropen bzw. isotropen Elektronen berechnet. Teilergebnisse für die anisotrope Ionenviskosität und -wärmeleitfähigkeit wurden auf der IX. Conference of Phenomena in Ionized Gases, Bukarest, vorgetragen.

### 11.3 Überkritische Kompressionswelle

(R. Chodura, Graf Dr. Karl von Finckenstein)

siehe diesen Bericht: Abt. 6.

### 11.4 MHD-Code zum diffusen Screw-Pinch

(W. Grossmann)

siehe unter 4.6

---

1) siehe Pl. Phys. 10, 819 (1968)

11.5. Neutronendiagnostik  
(G. Lehner, F. Pohl)

Die schon früher begonnenen Rechnungen zu den verschiedenen Fragen der Neutronendiagnostik wurden weitergeführt und zum Abschluß gebracht. Dabei wurden neben den Neutronenenergie-Spektren von d-d-Neutronen auch die von d-t-Neutronen einbezogen. Die Ergebnisse wurden in mehreren Berichten bzw. Veröffentlichungen zusammengefaßt <sup>1, 2</sup> und (IPP 1/101, 1/103 (1969) ).

11.6. Toroidale Gleichgewichte  
(G. Lehner, F. Pohl)

Im Zusammenhang mit einer Diskussion der Eigenschaften linearer helischer und rotationssymmetrischer toroidaler Gleichgewichte wurden analytische und numerische Rechnungen angestellt. Ausgangspunkt war dabei die Differentialgleichung für die Flußfunktion. Diese Flußfunktions-Probleme wurden jedoch noch nicht abgeschlossen und sollen insbesondere im Hinblick auf das Tokamakprogramm des Institutes weitergeführt werden.

11.7. Dynamische Stabilisierung und Screw-Pinch  
(G. Lehner)

Zu diesen Problemen wurden mehr oder weniger qualitative Betrachtungen angestellt, die in zwei Beiträgen zum Bericht des Hoch- $\beta$ -Planungsausschusses niedergelegt sind. In losem Zusammenhang mit dem Problem der dynamischen Stabilisierung steht eine Berechnung der radialen Eigenschwingungen von Pinch-Plasmen (IPP 1/104 (1969) ).

11.8. Induktive Linsen  
(F. Pohl)

Zur Erzielung senkrechten Einströmens des elektrischen Stromes in Limbus-Spulen wurden induktive Linsen berechnet. Die Ergebnisse wurden veröffentlicht /24/.

11.9. 2D MHD-Programm (r,z)  
(W. Schneider)

Die wesentlichen Punkte bei der Weiterentwicklung des Programms waren die Implementierung von verschiedenen Elektronen- und Ionentemperaturen, die Anisotropie der Ionen und die radiale Dynamik. Für die Stoßterme in den Druckgleichungen und die Wärmeströme wurden Formeln von G. Lehner, bzw. R. Chodura und V. Oraevskii zu Grunde gelegt.

Ein Vergleich der Rechnungen mit experimentellen Ergebnissen an der 8-m Spule in Culham (Bodin) ergab sehr gute Übereinstimmung ( $T_e = T_i$ , isotrope Ionen). Vergleiche für anisotrope Thetapinch-Plasmen (Isar I und Isar II) wurden angefangen.

11.10 1D-MHD-Programm  
(W. Schneider)

Die Anwendung des 1D Programms von H. Fisser, in das Bohmdiffusion eingebaut worden war, ergab zusammen mit entsprechenden Untersuchungen an Isar I, daß - wenn überhaupt - mit weniger als 0.1 Bohmdiffusion gerechnet werden kann.

1) G. Lehner, F. Pohl - IPP 1/107 (1970)

2) G. Lehner, - Z. Phys. 232 (1970) 174

Veröffentlichungen

- 1 G. Bardotti, R. Chodura, F. Engelmann, "Numerical Investigation of Conductivity of a Weakly Turbulent Plasma using Quasilinear Theory", Study Group. Frascati, June 1969
- 2 G. Becker, "Vielkanal-Analyse des Ionenflusses aus einem Theta-Pinch", Phys.Verh. 2, pp 58 (300) (1969)
- 3 G. Becker, "Multichannel Energy Analysis of the Ion Flux", 3rd European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Utrecht, Conf.Proc. Pg. 81 (1969)
- 4 H.A.B. Bodin, J. McCartan, G.H. Wolf, "Über die Ausbildung eines ausgebauchten Theta-Pinches", Phys.Verh. 2, pp 22 (280) (1969)
- 5 H.A.B. Bodin, J. McCartan, G.H. Wolf, "The Early Stages of a Theta-Pinch", 3rd European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Utrecht, Conf.Proc.Pg. 74 (1969)
- 6 H.A.B. Bodin, E.B. Butt, J. McCartan, G.H. Wolf, "The Formation of an Axisymmetric Bulged Region in a Long Uniform Plasma Column", 3rd European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Utrecht, Conf.Proc. Pg. 75 (1969)
- 7 H.A.B. Bodin, E.P. Butt, J. McCartan, G.H. Wolf, "Dynamic Stabilization of an  $m = 1$  Instability", 3rd European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Utrecht, Conf. Proc. Pg. 76 (1969)
- 8 H.A.B. Bodin, J. McCartan, H.A. Newton, G.H. Wolf, "Plasmaphysics and controlled nuclear fusion research", IAEA, Wien 1969
- 9 E.P. Butt, G.H. Wolf, J. McCartan, H.A.B. Bodin, "Dynamic Stabilization of an  $m = 1$  Instability on an 8 m Theta Pinch", Bulletin of APS, Vol. 14, No. 11, Series 11, 8 B 2, Pg. 1049 (1969)
- 10 R. Chodura, M. Keilhacker, M. Kornherr, H. Niedermeyer, "Investigation of energy dissipation in collisionless shock waves", Plasma Physics and Contr.Nucl.Fusion Research, IAEA, Vol. 1, CN-24/A-3 (1969)
- 11 R. Chodura, M. Keilhacker, M. Kornherr, H. Niedermeyer, K.H. Steuer, "Observation of collisionless Plasma Heating by Strong Shock Waves", 3rd European Conf.onContr. Fusion and Plasma Physics, Utrecht, Conf.Prog.Pg. 102 (1969)
- 12 R. Chodura, V. Oraevskii, F. Pohl, "Transport Coefficients for an Anisotropic Plasma", Conf.Proc. 9th Int.Conf.on Phen. of ionized Gases, Bucarest, 1969
- 13 R. Chodura, G. Bardotti, F. Engelmann, "Numerical Calculation of Anomalous Resistivity by Two-Stream Instability", Bulletin of APS, Vol. 14, No. 11, Series 11, 7 E 8, Pg. 1045 (1969)
- 14 R. Chodura, "Numerical Investigation of Conductivity of a weakly turbulent plasma using Quasilinear Theory", Proc. of a Study Group on Collision-Free Shocks in the Laboratory and Space, Frascati, Juni 1969, p. 89
- 15 H.A.B. Bodin, H.A. Newton, G.H. Wolf, J.A. Wesson, "The stability of a bulged region in the midplane of a long Theta-Pinch", Culham report CLM-P 184, 1969

- 16 W. Engelhardt, "Self-Focusing and Plasma Formation in Transparent Media", Applied Physica Letters, Vol. 15, No. 7, (1969)
- 17 E. Fünfer, "Grundlagen und Ergebnisse der kontrollierten Kernfusion", Umschau, Heft 7 (1969)
- 18 E. Fünfer, "Die Erzeugung von Fusionsplasmen hoher Temperatur und Dichte", Phys.Verh., Heft 2 P 5, 278 (1969)
- 19 J. Freund, "Bestimmung der Elektronendichte von Plasmen mit einem He-Ne-Laser Interferometer", Phys.Verh.Heft 2, pp 5, 270 (1969)
- 20 A. Gattinger, M. Keilhacker, F. Pecorella, G. Vlases, "Preionization of Collisionless Shock Wave Experiments by Means of Photoionization", Bulletin of APS, Vol. 14, No. 11, Series 11, 9 A 11, Pg. 1059 (1969)
- 21 O. Gruber, "Dynamische Stabilisierung eines z-Pinches", Phys.Verh.Heft 2, pp 23, 281 (1969)
- 22 O. Gruber, H. Zwicker, "MHD-Instabilities in a Toroidal and a Linear High- $\beta$ -Screw-Pinch", Bulletin of APS, Vol. 14, Series 11, 6C 14 Pg. (1969)
- 23 F. Hartz, J. Junker, G.H. Wolf, "Ein Hochfrequenz-Analogmodell zur Messung von Magnetfeldstörungen in einer Theta-Pinch-Spule", Z.f.angew.Phys. 27, 2 109-113 (1969)
- 24 F. Hartz, J. Junker, F. Pohl, G.H. Wolf, "Inductive Lenses for Improved Magnetic Field Symmetry in a Corrugated Theta-Pinch Coil", Nucl.Fusion 9, 233-238 (1969)
- 25 H. Herold, F.C. Jahoda, "CO<sub>2</sub>-Laser Interferometer for the Measurement of Transient Low Density Plasmas", The Review of Scientific Instruments, Vol. 40, No. 1, 145-147 (1969)
- 26 H. Herold, "Anwendung der Holographie zur Plasmadiagnostik", Phys.Verh., Heft 2 P 6, 279 (1969)
- 27 J. Junker, E. Fünfer, M. Kaufmann, J. Neuhauser, "MHD-Stability of a Linear Bump Theta Pinch", Bulletin of APS, Vol. 14, No. 11, Series 11, 8 B 4, Pg. 1049 (1969)
- 28 M. Kaufmann, "Die Strahlungsverluste eines z-Pinches hoher Dichte", Z.f.Physik 225, 316-230 (1969)
- 29 M. Kaufmann, J. Neuhauser, H. Röhr, " $m = 0$  Instabilities in a high-energy theta-pinch", Conf.Proc. Pg. 80 (1969)
- 30 M. Kaufmann, E. Fünfer, J. Junker, J. Neuhauser, "Experiments with a Linear  $\ell = 1$  Stellerator in the High- $\beta$  Region", Bulletin of APS, Vol. 14, No. 11, Series 11, 7 A 9, Pg. 1037 (1969)
- 31 M. Keilhacker, "Investigation of Energy Dissipation in Collisionless Shock Waves by Light Scattering", Proc. of Study Group on Collision-free Shocks in the Laboratory and Space, Report ESRO SP-51, 131 (1969)

- 32 M. Keilhacker, "Investigation of Energy Dissipation of Collisionless Shock Waves by Light Scattering", Study Group, Frascati, June 1969
- 33 M. Keilhacker, M. Kornherr, H. Niedermeyer, "Ein Ausgangsplasma zur Untersuchung stoßfreier Stoßwellen", Verhand. DPG (VI) 4, 279 (1969), Phys.Verh.Heft 2 pp 20 279 (1969)
- 34 M. Keilhacker, M. Kornherr, G.H. Steuer, "Observation of collisionless plasma heating by strong shock waves", Z.Physik 223, 385-396 (1969)
- 35 M. Keilhacker, M. Kornherr, K.H. Steuer, "Räumlich aufgelöste Messung von Dichte, Elektronentemperatur und Magnetfeld in stoßfreien Stoßwellen", Phys.Verh. Heft 2, pp 21, 279 (1969), Verhand. DPG (VI), 4, 279 (1969)
- 36 W. Lotz, "A stellarator configuration with high- $\beta$ ", Colloquium on Closed Configuration 18.-21. März 1969, Rottach-Egern, EURATOM 5992/XV/69 - E
- 37 W. Lotz, "Preliminary Results on a High-Beta Stellarator", Coll. on Closed Configurations, Rottach-Egern, March 1969
- 38 W. Lotz, R. Franzel, "Experiments with a Toroidal High-Beta ( $\ell = 3$ )-Stellarator", Bulletin of APS, Vol. 14, No. 11, Series 11, 7 A 10, Pg. 1037 (1969)
- 39 H. Röhr, "Measurement of Thomson and Rayleigh Scattering in a Preionization z-pinch", Z.f.Physik, 225, 494 - 502 (1969)
- 40 H. Röhr, "Das spektrale Verhalten eines blitzlampengepumpten Farbstofflasers (Rhodamin B)", Z.f.Physik, 228, 465-472 (1969)
- 41 R. Wilhelm, "Die Energieaufnahme der Ionen in einem sehr schnellen Theta-Pinch", Z.Physik 222, 208-221 (1969)
- 42 G.H. Wolf, "Use of the M & S Configuration in Theta-Pinches", Z.f.Naturforschung, 24a, 998-1021 (1969)
- 43 G.H. Wolf, G. Berge, "Estimate of a toroidal magnetohydrodynamically stable, high- $\beta$  dynamic equilibrium", Phys.Review Lett. 22, 1096-1098 (1969)
- 44 G.H. Wolf, "The Dynamic Stabilization of the Rayleigh-Taylor Instability and the Corresponding Dynamic Equilibrium", Z. Physik 227, 291 - 300 (1969)
- 45 G.H. Wolf, "Dynamic Stabilization of a Theta-Pinch", Coll. on Closed Configurations, Rottach-Egern, March 1969
- 46 R. Wunderlich, "Profilmessungen an der Balmerreihe von He-II-Linien", Phys.Verh.Heft 2, pp 11, 273 (1969)
- 47 H. Zwicker, "The determination of plasma state variables by scattering of laser light". XVth General Assembly of the Intern.Union of Radio Science, Ottawa, August 1969
- 48 H. Zwicker, "Production and Properties of very dense Plasmas", Conf.Proc.9th Int. Conf. on Phen. of ionized Gases, Bucarest, 1969
- 49 H. Zwicker, "Use of laser light for investigation of molecules, atoms and plasmas" Proc. 1st meeting of the European Physical Society, Florence 1969, to be published in Nuova Cimento.

1. Toroidale Einschließung - WENDELSTEIN

D. Eckhartt, J. Eisert, R. Ellis<sup>1)</sup>, A. Elsner, G.v.Gierke, G. Grieger, S.Ishii<sup>2)</sup>,  
W. Ohlendorf, F. Rau, W. Varnum<sup>3)</sup>

Ingenieure: K. Freudenberger, S. Kolos, M. Lipa, M. Zippe

1.1. Stellarator W II a

Da unserer Meinung nach in kontaktionisierten Bariumplasmen des untersuchten Parameterbereichs das Erreichen klassischer Einschlußzeiten in unserem kreisförmigen Stellarator WIIa mit hinreichender Genauigkeit vor der Tagung in Novosibirsk nachgewiesen worden war, konzentrierten sich die Arbeiten im Berichtsjahr auf verschiedene detaillierte Fragen, die sich bevorzugt mit einem durch Kontaktionisierung erzeugten Plasma klären lassen. Gleichzeitig wurden Bemühungen aufgenommen, die Experimente bei höheren Plasmatemperaturen fortzuführen; sie haben jedoch, abgesehen von einigen mit durch Elektronzyklotronresonanzstrahlung erzeugten Plasmen unternommenen Experimenten in diesem Jahre noch keinen Niederschlag gefunden.

1) Einfluß von Sonden auf das Plasmaverhalten. Mit Hilfe zweier auf gegenüberliegenden Seiten der Apparatur in das Plasma eingebrachter Sonden von nur ca. 100  $\mu\text{m}$  Schaft- und 50  $\mu\text{m}$  Spitzendurchmesser wurde die Störung des Plasmas durch die Sonden und ihre Beeinflussung untereinander bestimmt. Dabei zeigte sich, daß im Maximum der Einschlußzeit das Einführen einer Dichtemeßsonde die Dichte bis zur Hälfte reduziert. In gleicher Weise ging der Fluß zum Teilchendetektor als Folge der zusätzlichen Verluste auf der Sondenoberfläche zurück/1. Interessanterweise zeigt jedoch das floating Potential einer Sonde keine Änderung, wenn die zweite Sonde in das Plasma eingeführt wird. Dieses Ergebnis ist insbesondere deswegen von Bedeutung, weil in Zukunft die Potentialverteilung in den Minima der Einschlußzeit mittels Sonden gemessen werden soll, um festzustellen, ob die dort gefundenen erhöhten Verluste konvektiver Natur sind.

Das bei diesen Untersuchungen im Maximum der Einschlußzeit gemessene radiale Profil des floating Potentials scheint zu bestätigen, daß den Ionendruckgradienten durch ein elektrisches Feld das Gleichgewicht gehalten wird, daß also das Plasma, wenn überhaupt, dann nur mit kleiner Geschwindigkeit rotiert.

Wegen der starken durch sie verursachten Störungen wurden für den Rest des Berichtsjahres keine Sonden mehr benutzt.

2) Kugelpotential und Einschlußzeit

Hält man den Eingangsfluß und die Stärke und Geometrie des Magnetfeldes konstant und mißt die erreichbare Einschlußzeit als Funktion des relativ zur Rohrwand an die Kugel gelegten Potentials, so findet sich ein nicht sehr scharfes Maximum der Dichte verbunden mit einem Minimum des am Teilchendetektor nachgewiesenen Verlustflusses. Dieses Minimum entsteht dadurch, daß mit steigender Dichte die Teilchenverluste auf der Oberfläche der Kugel und ihrer Halterung zunehmen. Optimale Bedingungen erhält man offenbar dann, wenn das Potential der Kugel mit ihrem floating Potential übereinstimmt, wenn also der senkrecht zum Magnetfeld durch das Plasma gezogene Strom verschwindet.

---

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

2) Gast vom Institut of Physical and Chemical Res., Honkomagome, Bunkyo-ku, Tokio, Japan

3) Gast von USA

Im folgenden wurde deshalb die Kugel so isoliert aufgehängt, daß sie ihr floating Potential annehmen konnte. Dabei stellte sich jedoch heraus, daß das floating Potential zwei stabile Werte annehmen kann, solange der Basisdruck nicht höher als einige Male  $10^{-7}$  Torr ist. Der höhere der beiden Werte ist auch bei hohen Eingangsflüssen mit einer kleinen Gleichgewichtsdichte in der Apparatur verbunden, während ein Übergang zu dem negativeren Wert die Dichte- und damit die Einschlußzeit - typischerweise um zwei Größenordnungen ansteigen läßt. Der Übergang zwischen den beiden Zuständen ist durch kurzzeitiges äußeres Anlegen des erforderlichen Potentials an die Kugel triggerbar.

Ungetriggerte Übergänge zu dem Zustand mit längerer Einschlußzeit finden sich nur, wenn der Basisdruck über  $10^{-6}$  Torr ansteigt. Dieses Ergebnis unterstützt die Vermutung, daß lange Einschlußzeiten nur erreicht werden, wenn die Ionenverteilungsfunktion nicht zu weit von einer Maxwellverteilung abweicht. Im Zustand niedriger Dichte dagegen ist die Schichtspannung vor der Kugel so groß, daß die auf der Kugeloberfläche erzeugten Ionen in Form zweier gegeneinander gerichteter Ionenstrahlen durch die Apparatur laufen. Es ist vorstellbar, daß diese Situation zur Ausbildung von Instabilitäten führt.

### 3) Basisdruck und Einschlußzeit

Erhöht man den Basisdruck in der Apparatur, so sinkt gleichzeitig die mittlere Teilchenlebensdauer, wie es als Folge der zunehmenden Stoßfrequenz zu erwarten ist. Erhöht man den Basisdruck weiter bis auf  $5 \cdot 10^{-5}$  Torr, so steigt die Einschlußzeit in den Minima und bildet zumindest für kleinere Werte von  $\iota$  sogar Maxima, die allerdings nicht sehr stark ausgeprägt sind. Ob dieser Effekt darauf zurückzuführen ist, daß im Falle rationaler Werte von  $\iota$  Stöße notwendig sind, damit sich die Druckflächen so ausbilden können, daß sie mit den  $q = \oint \frac{dl}{B}$ -Flächen zusammenfallen und damit eine Gleichgewichtslage für das Plasma ermöglichen, ist noch unklar. Wir hoffen, in Zukunft diese Fragen durch einige detailliertere Messungen klären zu können.

### 4) Einfluß von Störmagnetfeldern

Eine längere Meßreihe war dem Einfluß von Störmagnetfeldern auf die erreichbare Einschlußzeit gewidmet. Dabei galt es die Frage zu beantworten, mit welcher Genauigkeit Stellaratoren hergestellt werden müssen und welche Störfelder man bei ihrem Betrieb tolerieren kann. Da ein auf der Torusebene senkrecht stehendes Feld lediglich die magnetische Achse verschiebt und seine Ungefährlichkeit bereits früher nachgewiesen war, wurde dem Stellaratorfeld ein in der Torusebene liegendes nahezu homogenes Störfeld überlagert. Seine Stärke konnte bis auf  $\pm 30 \text{ T}$  erhöht werden. Dabei zeigte sich bei kleineren Werten von  $\iota$  ein nur kleiner Einfluß dieses Störfeldes auf die Einschlußzeit. Bei hohen Werten von  $\iota$  war sein Einfluß dagegen stark und führte für einige Werte von  $\iota$  sogar zu erheblichen Erhöhungen der Dichte. Dieses Ergebnis läßt sich nicht anders deuten, als durch die Kompensation eines der Apparatur-inherenten Störfeldes offenbar infolge nicht hinreichend präziser Herstellung der Wicklungen. Die Halbwertsbreite der Einschlußzeit als Funktion dieses Störfeldes entspricht einer Änderung des Störfeldes um  $5 \text{ T}$  bei einem Hauptfeld von  $4.5 \text{ kT}$  und  $\iota \approx 0.4$ . /2/.

Dr. Gourdon von Fontenay aux Roses hat den Einfluß eines solchen Störfeldes auf unser Stellaratormagnetfeld abgeschätzt und gefunden, daß sich bei überlagertem Störfeld zwar Inseln bilden sollten, daß jedoch die Umlauffrequenz der Feldlinien um die Inseln so klein ist, daß auch eine Strömung parallel zu  $B$  kaum zu wesentlich erhöhtem radialem Plasmatransport beitragen sollte.



Versuche mit mehr lokal angebrachten Störfeldern führten praktisch zu denselben Ergebnissen wie mit homogenen überlagertem Feld. Das macht es verständlich, daß ein überlagertes homogenes Magnetfeld geeigneter Stärke und Richtung ausreichend ist, die Menge der kleinen Fehler bei der Herstellung der Wicklungen integral zu kompensieren.

#### 5) Die Resonanzen in der Einschlußzeit

Mit Beginn des Berichtsjahres wurde eine voll transistorisierte Stromstabilisierungseinheit in Betrieb genommen, die mit den helischen Windungen in Reihe geschaltet ist. Mit ihr gelingt es, die helischen Ströme auf besser als  $10^{-4}$  zu regeln. Da auch das Hauptfeld nach etwa einer Stunde Betriebszeit etwa mit der Genauigkeit zeitlich konstant ist, gelang es so, die Schwankungen des Winkels der Rotationstransformation um ein bis zwei Größenordnungen gegenüber den früheren Betriebszuständen zu reduzieren. Gleichzeitig wurde zur Steuerung des Experiments und zur Auswertung der Magnetfeld-daten ein on-line Analogrechner eingeschaltet. Die damit erheblich verbesserten Betriebsbedingungen der Apparatur lieferten erheblich schärfere und mit mehr Feinstruktur versehene Resonanzen der Einschlußzeit als die früheren Experimente.

Geht man wie bisher davon aus, daß die Minima der Einschlußzeit zusammenfallen mit der Entartung der magnetischen Oberflächen bei rationalem  $\iota$ , so besteht weiterhin die Diskrepanz von etwa 10 % zwischen der aus der Lage der Resonanzen bestimmten Rotationsformation und der aus den Berechnungen des Feldes folgenden. Umfangreiche Kalibrierungen der Meßsysteme schließen nach dem momentanen Stand der Untersuchungen Meßfehler bei der Bestimmung der felderzeugenden Ströme und Rechenfehler im nachgeschalteten Analogrechner aus. Die seinerzeit durchgeführten Untersuchungen des Magnetfeldes mittels eines Elektronenstrahles hatten nur eine Genauigkeit von 10 % hinsichtlich des Wertes von  $\iota$  und sollen 1970 mit erhöhter Genauigkeit wiederholt werden. Es deutet sich jetzt eine Ursache für die Abweichung zwischen berechneter und gefundener Rotationstransformation an, die darauf beruht, daß die helische Wicklung zwar im Mittel so ausgeführt ist wie es die Rechnung annimmt, daß aber im Detail doch einige Abweichungen vorliegen.

Die Ursache für das Auftreten der Minima konnte noch nicht eindeutig geklärt werden. Dazu sollen 1970 Untersuchungen im verstärkten Maße durchgeführt werden. Es gelang jedoch, die gefundenen  $n$  vs.  $\iota$ -Kurven mit einem einfachen Gesetz zu beschreiben. Setzt man die rationalen Werte von  $\iota = P/q$  und definiert einen Ausdruck für den Beitrag einer einzelnen Resonanz durch

$$R_{P,q} = \frac{A}{q} \frac{1}{1 + \left[ \frac{q}{\Delta \iota} \left( \frac{P}{q} - \iota \right) \right]^2}$$

wobei  $A$  und  $\Delta \iota$  zwei Parameter sind, die in den Bereichen  $3.0 \leq A \leq 4.8$  und  $0.025 \leq \Delta \iota \leq 0.034$  liegen, so ergibt sich für nicht zu kleine Werte von  $\iota$ , für die Abhängigkeit der Dichte (Einschlußzeit) von  $\iota$

$$n = \text{Max} \left\{ n_0 \left( 1 - \sum_{P,q} R_{P,q} \right), 0 \right\}$$

#### 6) Verschönerung und Einschlußzeit

Um den Einfluß der Verschönerung des Magnetfeldes auf die Einschlußzeit zu studieren, wurde dem Stellaratormagnetfeld das Feld zweier koaxial zur Apparatur angebrachter Kreisströme überlagert, das so gewählt war, daß es auf der magnetischen Achse verschwindet. Die Rechnungen dazu waren schon im letzten Jahresbericht aufgeführt. Der

normalerweise in der Apparatur vorhandene Wert von  $\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}$  von 2 - 4 % konnte auf diese Weise von etwa -10 % bis +15 % variiert werden. Die gefundenen Ergebnisse lassen sich so zusammenfassen, daß offenbar der Betrag von  $\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}$  bei gegebenem  $\epsilon$  die Einschlußzeit bestimmt. Für die untersuchten Bedingungen ist sie um so kürzer, je größer der Betrag von  $\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}$  ist. Es muß jedoch eingeräumt werden, daß eine genaue Messung der bisher nur berechneten Magnetfeldgeometrie noch aussteht, um deren Veränderung mit verändertem  $\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}$  als trivialen Grund für die beobachteten Effekte ausschließen zu können.

#### 7) Oszillierende helische Ströme

Um zu studieren, ob sich allein durch eine oszillierende Komponente der helischen Ströme das Plasma heizen läßt, wurde der Steuerspannung der Stabilisierungseinheit für die helischen Ströme eine oszillierende Komponente überlagert, die jedoch wegen der Induktivität des Generators in ihrer Amplitude begrenzt sein mußte. Die Ergebnisse waren so, daß bereits für Feldamplituden, die viel zu klein waren, um zu nennenswerter Heizung des Plasmas führen zu können, die Einschlußzeit erheblich abnahm. Dabei läßt sich ganz grob sagen, daß die relative Abnahme der Einschlußzeit durch das Produkt angelegter Frequenz mal deren Amplitude bestimmt zu sein scheint. Übersteigt die Frequenz jedoch 1 kHz (das entspricht etwa der Laufzeit der Ionen über eine Periode des helischen Feldes, aber auch etwa der Ionen-Ionen-Stoßzeit), so nimmt der Einfluß des oszillierenden Feldes stark ab und liegt bei 2 kHz bereits unter der Nachweisgrenze. Diese Abnahme des Effekts ist nicht auf die Abschirmung der Wechselfelder durch die Rohrwand zurückzuführen.

Diese Experimente sind in jüngster Zeit im Zusammenhang mit "transit time magnetic pumping" über eine Modulation der helischen Ströme interessant geworden.

#### 8) Photoionisierung

Um auch die das Plasma erzeugende Kugel aus dem Plasma entfernen zu können, wurden Versuche mit einem durch Photoionisierung erzeugten Plasma aufgenommen. Dazu wurde ein Barium-Atomstrahl mit einem intensiven, einem Kaskadenbogen entnommenen Lichtstrahl auf der magnetischen Achse gekreuzt und somit die "Punkteigenschaft" der Quelle erhalten. Leider lieferte der Ofen in den ersten Messungen nicht den erforderlichen Fluß von Barium-Atomen, so daß die Stärke dieser Quelle vergleichsweise klein war. Danach gelang es, Plasmadichten bis etwa  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  aufzubauen und Einschlußzeiten zu messen, die mit den bisher bestimmten grob in Einklang sind. Auch die Resonanzen der Einschlußzeit wurden in der bekannten Form beobachtet.

#### 9) Abklingversuche

Mit Hilfe einer von der Abt. Technik gelieferten Vorrichtung konnte die Kugel schnell aus dem Plasma herausgezogen werden. Diese Messungen lieferten zwar eine kleinere Anfangszeitkonstante für den Dichteabfall als die integrale im stationären Zustand ermittelte Plasmalebensdauer, doch wird ein solcher Effekt auch gerade erwartet, da die auf der magnetischen Achse gemessene Zeitkonstante lediglich die Plasmalebensdauer im Quellschlauch bestimmt. Diese ist jedoch bei der gewählten Erzeugungsmethode des Plasmas natürlich vergleichsweise kurz. Zu späteren Zeiten nach dem Herausziehen der Kugel bestimmte Zeitkonstanten lieferten dann auch größere Werte der Einschlußzeit.

#### 10) Durch Elektronenzyklotronresonanzstrahlung erzeugte Plasmen

Schließlich wurden gegen Ende des Berichtsjahres Xenon- und Argon-Plasmen durch mit einem stumpf abgeschnittenen Hohlleiter in die Apparatur eingekoppelten Mikrowellenstrahlung erzeugt. Die Analyse dieser Ergebnisse stößt auf erhebliche Schwierigkeiten, da in diese Plasmen wegen der höheren Elektronentemperaturen,  $T_e \approx 10$  eV, insbesondere bei kleinen Elektronendichten (d.h. kleinen Mikrowellenleistungen), die Stöße gegen Neutralteilchen überwiegen. Dadurch wird der Diffusionskoeffizient für Ionen und Elektronen ungleich und die Verteilung des radialen elektrischen Feldes durch die Stoßprozesse mit Neutralteilchen bestimmt. Dennoch haben auch diese Messungen die Existenz der Resonanzen der Einschlußzeit gezeigt, sogar mit erhöhter Amplitude. Da jedoch die Plasmaerzeugung aufgrund von Elektronenstößen erfolgt, ist auch die Quellstärke eine Funktion der Plasmadichte, und eine erhöhte Amplitude der Resonanzen der Einschlußzeit sollte die Folge sein.

Eine genaue Analyse der Einschlußzeit unter diesen Bedingungen ist z.Zt. nicht möglich, da unter stationären Bedingungen der Bruchteil der absorbierten Mikrowellenstrahlung nicht bekannt ist und auch der am Teilchendetektor gemessene Fluß befürchten läßt, daß auf dem durch ihn laufenden Oberflächen ein gewisser Bruchteil des Eingangsflusses erzeugt wird. Ähnliche Experimente sollen 1970-71 wieder aufgenommen werden, jedoch mit erheblicher Reduzierung des Neutralgasdruckes.

#### 1.2. Allgemeine Vorarbeiten zur Photoionisierung

Momentan erfolgt die Photoionisierung des Bariumatomstrahles vom Grundzustand der Bariumatome aus. Die dazu notwendigen Photonenenergie liegt jedoch so weit im ultravioletten Strahlungsbereich, daß dort hinreichend intensive, kontinuierlich arbeitende Lichtquellen kaum zu finden sind. Gelingt es dagegen, im Ba-Atomstrahl die metastabilen Niveaus der Atome erheblich zu besetzen, so wird die Ionisierungsarbeit dieser Atome um mehr als 1 eV herabgesetzt und die vorhandenen Lichtquellen sollten dann eine viel höhere Ionenausbeute liefern. Zu diesem Zweck wurde eine im Atomstrahl senkrecht zu dessen Richtung brennende Entladung aufgebaut und für den beabsichtigten Effekt optimiert. Besondere Schwierigkeiten sind dadurch gegeben, daß die Entladung bei ihrer Anwendung am Stellarator in dessen Magnetfeld brennen muß. In einem solchen Magnetfeld wurden bisher Besetzungsdichten von  $\approx 20\%$  erreicht.

#### 1.3. Stellarator W VII mit supraleitenden Hauptfeldspulen

Die bisherigen im W IIa erzielten Ergebnisse machen eine Ausdehnung der Experimente zu höheren Temperaturen und höheren Magnetfeldern erforderlich. Da sich in den vergangenen Experimenten die Möglichkeit, sie stationär zu betreiben, als ein unschätzbarer Vorteil herausgestellt hatte, sollte auch der größere Stellarator stationär betreibbar sein. Bei einem Hauptfeld von  $40 \text{ kG}$  und einem Radius von 2 m erschien jedoch eine Realisierung mit normalleitenden Spulen undenkbar, so daß supraleitende Spulen für das Hauptfeld vorgesehen wurden. Die Apparatur wird mit 2 Sätzen von helischen Wicklungen ( $\ell = 2$  und  $\ell = 3$ ) versehen, um Rotationstransformation und Verscherung unabhängig voneinander variieren zu können. Sie ist weiterhin so geplant, daß alle heute als aussichtsreich angesehenen Plasmaerzeugungs- und Heizmethoden (Ohm'sche Heizung, Gyrorelaxationsheizung, transit time magnetic pumping, neutral injection) relativ leicht angewandt werden können.

Das Projekt wurde am 4.2.1969 bei der Wissenschaftlichen Leitung beantragt. Ein von ihr eingesetzter Gutachterausschuß hat das Projekt befürwortet und am 6.6.1970 wurde es dann von der Wissenschaftlichen Leitung genehmigt.

## 2. "MICROBE": Microwave Ionization in a Crossed Beam Experiment

(G. Cattanei, J.-G. Wegrowe)

Eine neuartige Plasmaquelle ist zu Anfang des Berichtsjahres vorgeschlagen worden (§1). Nachdem ein Vorexperiment in der Q-Maschine "BARBARA" (in Zusammenarbeit mit M. Hashmi, A.J. van der Houven van Oordt: siehe Monatliche Mitteilung Februar 69) viel versprechende Ergebnisse geliefert hat, ist eine Maschine gebaut worden (§2). Erste Ergebnisse liegen vor (§3).

### 2.1) Zweck und Prinzip des Experiments

Zu weiteren Einschließungs- und Heizungsexperimenten in Stellaratoren wurde die Entwicklung einer Plasmaquelle mit folgenden Eigenschaften angeregt:

- Räumliche Begrenzung (Bereich der Plasmaerzeugung, klein gegen die Dimensionen des Vakuumgefäßes),
- Nichtvorhandensein von Elektroden (alle materiellen Körper weit entfernt vom Plasma-gebiet: Elektroden, Antennen, Limiter usw.),
- Meßbare Ergiebigkeit,
- Fähigkeit, höhere Plasmadichte in Dauerbetrieb zu erzeugen bei niedrig gehaltenem Neutralgasdruck (z.B.  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  bei  $10^{-7}$  torr).

Zu diesem Zweck wurde vorgeschlagen Mikrowellen-Leistung bei  $\omega \approx \omega_{ce}$  auf einem kollimierten Neutralgas-Strahl zu focussieren. Neutral- und Mikrowellenstrahl stehen zueinander und zum statischen Magnetfeld  $B_0$  senkrecht.

Der, zur Erhaltung des Plasmas notwendige Neutralfluß des Strahles ist umgekehrt proportional zur Lebensdauer der Plasmateilchen. Schon in einer geraden Anordnung mit homogenem  $B_0$  ist der berechnete Neutralfluß technisch leicht zu erreichen; was einen Versuch in einer solchen einfachen Geometrie ermöglicht, wenn man Alkali Metalle benutzt - das Experiment wurde mit  $C_s$  durchgeführt.

### 2.2) Experimentelle Anordnung (siehe Fig. 1)

Vakuumgefäß aus rostfreiem Stahl, Durchmesser 17 cm, Länge 1 m.  
Magnetfeld bis 6 kG,  $DB/B \approx 5 \cdot 10^{-3}$  in der Erzeugungszone.

Mikrowellen: Hörner und Keramik-Linsen (Durchmesser 12 cm) dienen zur Focussierung der ECR-Leistung (bis 20 Watts bei 13,3 GHz) und gleichzeitig als Optik für ein 8 mm Interferometer.

Eine Langmuirsonde, eine Diamagnetische Sonde und ein Neutralfluß-Messer (Kontaktionisation-Sonde) sind noch vorhanden.

### 2.3) Ergebnisse

Die Hauptergebnisse der ersten Versuche lassen sich auf Abb. 2 erkennen: die, durch die Langmuirsonde gemessene Dichte wurde als Funktion des Magnetfeldes getragen - auf der Achse und 3 cm Außerachse (die Sondenspitze bewegt sich in einer Ebene wie angedeutet auf Abb. 1) -. Dabei sieht man:

- die sehr gute räumliche Begrenzung der Plasmasäule (bei direkter Messung des Radialprofils stellt sich heraus, daß die Halbwertsbreite  $2 R_{pl} \approx 2 \text{ cm} \approx$  eine Mikrowellenlänge beträgt);
- den relativ mäßig engen Bereich, indem ein Plasma entsteht:  $DB/B_0 \approx 3 \cdot 10^{-3}$ . Dichte Schwankungen, die bei Profilaufnahmen beobachtet worden sind lassen sich deswegen durch Restschwankungen des Magnetfeldes erklären. Um diese zu vermeiden, ist eine elektronische Regelung des Feldes gebaut und in Betrieb genommen worden;

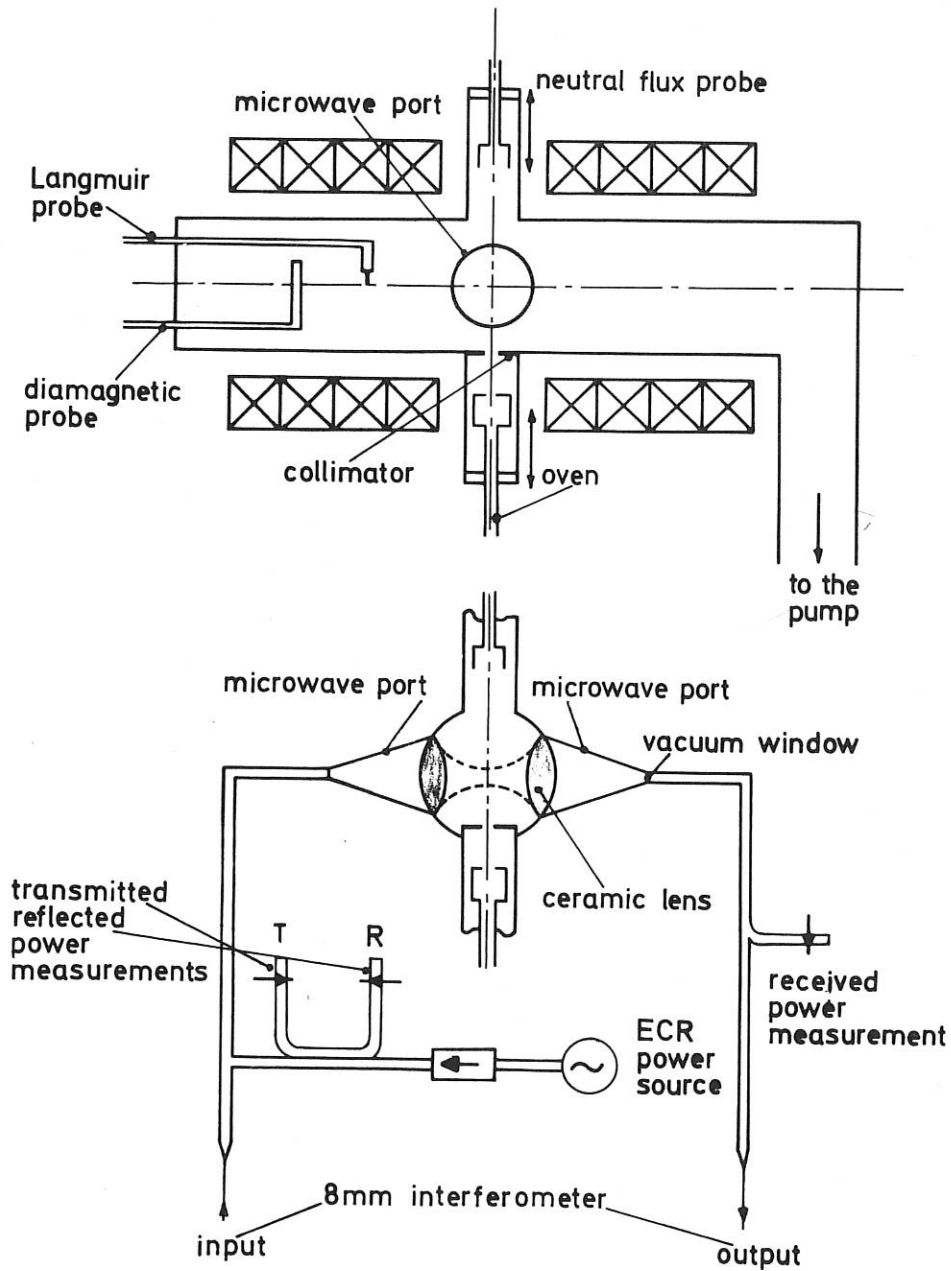


Fig.1 MICROBE Experimental set-up

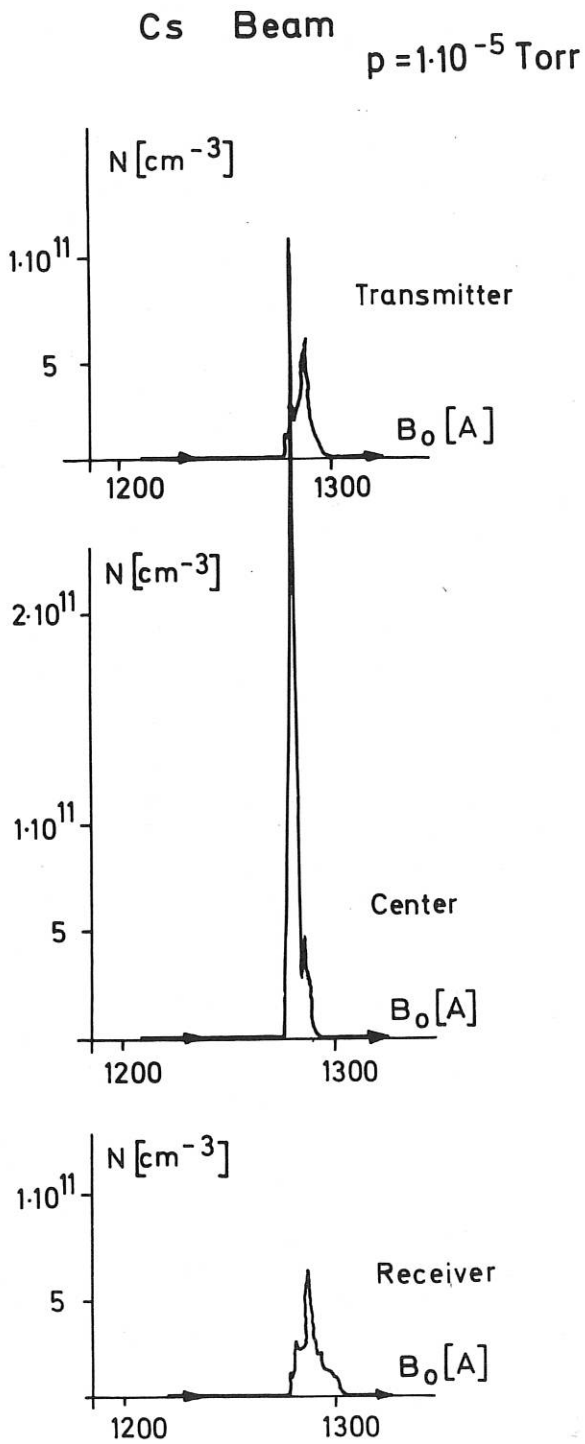


Fig. 2

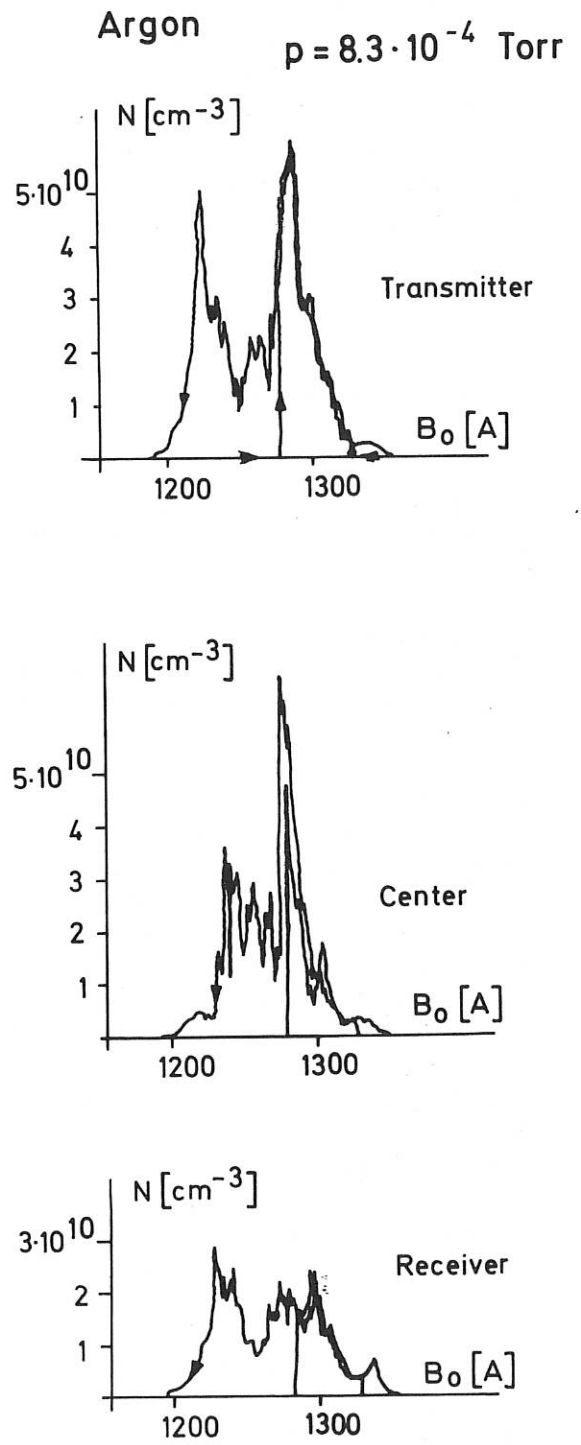


Fig. 3

- die Plasmadichte beträgt  $3,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ; Werte bis  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  konnten erreicht werden mit unverändertem Restvakuum (welches jedoch noch nicht zufriedenstellend bei  $8 \cdot 10^{-6}$  torr liegt). Ein neuer Ofen, der höhere Flüsse erlauben soll, wird demnächst eingebaut.

Zum Vergleich mit Abb.2, zeigt Abb. 3 entsprechende Ergebnisse ohne Neutralstrahl wobei das ganze Gefäß mit Argon gefüllt wurde. Es entsteht dann schon mit kleiner Leistung  $N$  ( $N < 0,1 \text{ W}$ ) ein Quiescent Plasma mit  $T_e$  zwischen 5 und 10 eV.

### 3. MULTIPOLE

(A. Elsner, W. Grundler, F. Rau)

Oktopol W 5, Quadrupol W 5 Q: normalleitende Innenringe, mit Stützen  
Quadrupol W 6: supraleitende schwebende Ringe (im Aufbau)

Die experimentellen Untersuchungen zum Plasmaeinschluß in Multipolkonfiguration stehen im Zusammenhang mit dem Stellaratorprogramm des Institutes und sind motiviert durch die in Multipolkonfiguration prinzipiell erreichbare höhere Symmetrie (Axialsymmetrie) der Plasmaparameter.

Im Stellarator läßt sich das Magnetfeld nur angenähert als axialsymmetrisch beschreiben. Bei  $\beta \ll 1$  ist der diamagnetische Strom nur mit einem zusätzlichen Ausgleichsstrom parallel zum magnetischen Feld divergenzfrei. Demgegenüber sind in Multipol-Anordnungen unter Vernachlässigung der Trägheitsterme in der Bewegungsgleichung stationäre Gleichgewichtslösungen  $p(\psi)$  ( $\psi =$  Flußfunktion) bekannt, wobei die Plasmaquelle im allgemeinen auf der Separatrix angenommen wird. Der rein azimutale diamagnetische Strom fließt dann gegenseitig auf beiden Seiten der Separatrix.

In Multipolkonfiguration sind über das Stabilitätsverhalten von Plasmen in zunehmendem Maße theoretische Aussagen vorhanden. Weitere Betrachtungen über die Anwendbarkeit dieser Aussagen auf die Physik in Stellarator scheinen erforderlich. Die Realisierung einer axialsymmetrischen und stationär betriebenen Multipolanordnung (supraleitende Ringe, schwebend im Magnetfeld spezieller Tragespulen) ist bisher noch nicht gelungen, obwohl an mehreren Instituten seit längerer Zeit Vorbereitungen hierzu laufen.

#### 3.1. Oktopol W 5; Quadrupol W 5 Q

Die experimentellen Studien zum Einschluß eines durch Kontaktionisation erzeugten Plasmas wurden im Berichtsjahr zu einem gewissen Abschluß gebracht. Die Maschine W 5 steht in ihrer Quadrupolverversion W 5 Q für vorbereitende Experimente im Zusammenhang mit dem supraleitenden Quadrupol W 6 zur Verfügung.

Im Oktopol W 5 waren erste Untersuchungen bei mäßigem Magnetfeld mit einem Cs-Plasma durchgeführt worden. Hierbei waren Effekte großer Ionen-Larmor-Radien für den stoßfreien Fall als entscheidend für das Einschließungsvermögen dieser Apparatur diskutiert /3/ sowie einige Folgerungen experimentell überprüft /4/ worden.

Anschließend wurden für ein K-Plasma bei gesteigertem Magnetfeld sowohl im Oktopol W 5 /5/ als auch in einem daraus abgeleiteten Quadrupol W 5 Q /6/ einige Details des Einschließungsvermögens untersucht. Die im stationären Experiment gefundenen Teilchenverlustraten entsprechen

direkten Verlusten der gyrierenden Ionen (parallel zum Magnetfeld) an den Stützen der Innenringe und sekundären Stützenverlusten (senkrecht zum Magnetfeld, konvektive Verluste). Diese konvektiven Verluste werden aufgrund der durch die Gegenwart der Ringstützen gestörten axialen Symmetrie von Dichte und/oder Plasmapotential hervorgerufen, z.B. <sup>+</sup>). Unter Vernachlässigung der azimuthalen Potentialunterschiede kann im Rahmen der vorhandenen experimentellen Information und ihrer Messgenauigkeit gefolgert werden, daß mit diesem konvektiven Prozeß die Teilchenbilanz erfüllt ist.

Tabelle I gibt einige der für die Experimente relevanten Daten; weitere Einzelheiten (z.B. Abhängigkeit der Dichte vom Quellfluß, vom überlagerten Azimutalfeld, sowie von Betrag und Polung des Hauptmagnetfeldes) finden sich in <sup>++</sup>)

Tabelle I: Experimentelle Werte

K-Plasma, Kontaktionisation  $T_a \approx 2100^\circ\text{K}$

	Oktopol W 5		Quadrupol W 5 Q		
max. Magnetfeld auf Separatrix (kG)	5.2		4.8		
Azimutales Magnetfeld (G)	0		0; 67		
stabiles Volumen (cm <sup>3</sup> )	3.3.10 <sup>5</sup>		0.8.10 <sup>5</sup>		
Ionenfluß der Quelle (S <sup>-1</sup> )	10 <sup>14</sup>	10 <sup>15</sup>	10 <sup>14</sup>	10 <sup>15</sup>	10 <sup>16</sup>
Dichte auf Separatrix n <sub>0</sub> (cm <sup>-3</sup> )	10 <sup>8</sup>	10 <sup>9</sup>	10 <sup>7</sup>	5.10 <sup>8</sup>	4.10 <sup>9</sup>
ohne Azimutalfeld			2.10 <sup>8</sup>	2.10 <sup>9</sup>	7.10 <sup>9</sup>
mit Azimutalfeld					
max. Einschlußzeit $\tau$ (ms)	200		30		
ohne Azimutalfeld	praktisch gleich		100		
mit Azimutalfeld					
BOHM-Diffusion $\tau_B$ (ms)	7		2		
relative Teilchenverlustraten außen Ringe, Stützen (%)	≤ 20: ≈ 5:80		≈ 30:20:50		
Fluktuationen außerhalb $\psi_c$ $\delta n/n_0$ (%)	2		20		

### 3.2. Supraleitender Quadrupol W 6

Entwicklung und Bau der Maschine W 6 wurden nach Abschluß der oben erwähnten Experimente an den Multipolen W 5 und W 5 Q wieder intensiviert. Etwa Mitte 1969 waren das Fundament der Maschine W 6, das Vakuumgefäß und die Außenspulen im Rohbau fertiggestellt <sup>+++</sup>). Die für die radiale Lagestabilisierung der levitieren supraleitenden Ringe erforderlichen Stabilisierungsspulen wurden im Rohbau erstellt.

Es ist beabsichtigt, die Innenringe mittels Kühlstützen bis zum supraleitenden Zustand abzukühlen. Die Konstruktion eines Prototyps der Kühlstütze wurde weiter getrieben und steht kurz vor ihrem Abschluß. Für Voruntersuchungen zur Abkühlung der Ringe stand eine Testapparatur (Vakuumtopf mit Stickstoffschild) zur Verfügung. Eine mit Hg gefüllte Kupferwanne wurde mittels eines in das Hg eintauchenden Wärmetauschers bis auf Stickstofftemperatur abgekühlt. Erste Vorstudien zur Wärmeübertragung an Trennflächen im Vakuum (Cu gegen Cu-Au) wurden durchgeführt. Vorratsbehälter für flüssigen Stickstoff und flüssiges Helium, Hebereinrichtungen sowie Messinstrumente sind bestellt.

<sup>+</sup>) F. Rau, IPP-Report 2/78 (1969)

<sup>++</sup>) F. Rau (in Vorbereitung)

<sup>+++</sup>) F. Rau, Interner Bericht Projekt W 6, Oktober 1969



Der Auftrag über die Lieferung des supraleitenden Materials ( $\text{Nb}_3\text{Sn}$ /Band, ca.  $3 \cdot 10^5$  DM) für die levitierten Ringe wurde vorbereitet <sup>+)</sup> . Kontrollierende Rechnungen zum thermischen Verhalten der Ringe wurden durchgeführt. Als Enthalpieträger der Ringe wird Hg in V2A-Röhren vorgesehen. Den inneren Temperatenausgleich der Ringe besorgt eine zusätzliche Heliumgasfüllung.

Unter der Annahme der resistiven Diffusion als entscheidenden Prozeß für den Teilcheneinschluß wurden mehrere interessante Ringkonturen festgelegt, deren Symmetrieeigenschaften sowie zugehörige resistive Einschlußzeiten  $\tau_r$  für ein kaltes (0,2 eV) Plasma und eine Spitzendichte  $n_0 = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  in Tabelle II festgehalten sind.

Tabelle II: W 6 - resistive Diffusion

Konf.	Symmetrieeigenschaft	$\tau_r$ (s)
0		1.9
1	kein Netto-Magnetfluß zw. Ringen	1.8
2	50 % Teilchenverlust nach außen	1.7
3	wie 2, je 25 % Teilchenverlust auf d. Ringe	1.7
4	kein Netto-diamagnetischer Strom	1.2

Zusammenfassend läßt sich zum Stand der Vorarbeiten zum W 6-Experiment feststellen, daß gegen Ende 1969 die Anforderungen an die Komponenten der Maschine im wesentlichen bekannt zu sein schienen, so daß die konkretere Entwicklung im Detail angegangen werden kann.

---

<sup>+)</sup>  B. Oswald, F. Rau, Interner Bericht Projekt WG, Dec. 1969

#### 4. Thermische Plasmen und Wellenausbreitung

##### 4.1. Q-Maschine "BARBARA"

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

I) Die im letzten Jahresbericht erwähnten Experimente über Teilchenverluste  $\perp B$  (Diffusion usw.) und  $\parallel B$  (Endplattenrekombination) mit Cs, Ca, Sr und Li wurden abgeschlossen / 7, 8, 9, 10 /. Es wurde festgestellt, daß je nach Betriebsbedingung die Teilchenverluste durch folgende Prozesse gegeben sind:

- 1) Klassische Diffusion im ruhigen Zustand des Plasmas / 9 /.
- 2) "Bohm"-Diffusion im nicht-ruhigen Zustand des Plasmas / 9 /.
- 3)  $E_{\theta} \times B$ -Drift-Verluste in Anwesenheit von  $\nabla_{\theta} T$  an den heißen Endplatten / 7, 9 /.
- 4) Endplattenrekombination in der Ionenschicht, beschrieben durch die Gleichgewichtstheorie / 7, 9 /.
- 5) Endplattenrekombination in der Elektronenschicht, beschrieben durch die stoßfreie Theorie unter Berücksichtigung einer eventuellen partiellen Thermalisierung / 7, 8, 9 /. Diese Theorie geht in der Ionenschicht oder im stoßbeherrschten Plasma in die Gleichgewichtstheorie über / 7, 8, 9 /.

II) Mit Hilfe von Resonanzfluoreszenzstreuung, Mikrowellen und Langmuir-Sonden wurden in einem Sr-Plasma die relativen Oszillatorenstärken der Resonanzübergänge von  $Sr^{+}$  ( $\lambda = 4078 \text{ \AA}$  und  $4215 \text{ \AA}$ ) ermittelt <sup>+)</sup> . Es ergab sich ein unerwartetes Verhältnis

$$\frac{f_{\text{abs}}(4078 \text{ \AA})}{f_{\text{abs}}(4215 \text{ \AA})} = 0,91 \pm 0,1$$

III) Ein Plasma mit sehr hoher  $Cl^{-}$ -Konzentration (etwa 94 %) wurde in der Q-Maschine durch Ionisierung von  $CsCl$  an der heißen Endplatte erzeugt. Die Negativionendichte  $n_{-}$  wurde durch die Differenz zwischen Sondendichte  $n_{+}$  und Mikrowellendichte  $n_{e}$  bestimmt / 9 /. Ein solches Plasma ist für die Plasmawellen von Bedeutung.

##### 4.2. Q-Maschine "Alma III"

(E. Guilino, M. Troppmann)

Die 1968 begonnenen Experimente mit rotationssymmetrisch geheizten Endplatten führten Anfang 1969 zum quantitativen Verständnis der bei höheren Dichten ( $n > 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ) den Plasmaeinschluß begrenzenden Verlustmechanismen. Durch Vermeidung konvektiver, durch Unregelmäßigkeiten des elektrischen Feldes verursachter Verluste konnte die mittlere Lebensdauer der Ionen in Alma III bis auf 0,27 sec gesteigert werden.

Die weiteren Arbeiten wurden zunächst durch den Umzug nach L4 unterbrochen; Anfang April 1969 war die Maschine wieder betriebsfähig.

In der Folge wurden zwei Experimente mit dem Ziel begonnen, das Verständnis des Einschlußverhaltens weiter zu vertiefen.

a) Identifizierung der bei niedrigen Dichten ( $n < 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ) verbleibenden anomalen Verluste:

Elektronenstrahl-geschweißte Endplatten aus verschiedenen Materialien (Ta, Re) wurden vorbereitet, um entscheiden zu können, ob diese Verluste durch mangelnden axialen oder radialen Einschluß verursacht werden.

Zusätzlich zur bisherigen Meßtechnik-Analyse der  $n/\phi$ -Kurven - erschien es wünschenswert, die mittlere Lebensdauer der Ionen direkt aus der Zerfallszeit des Plas-

<sup>+)</sup>  M.Hashmi, A.J. van der Houven van Oordt, J.G. Wegrowe, "On the Oscillator Strength of the Resonance Transition of  $Sr^{+}$ ." (Im Druck)

mas nach Abschalten der Quelle zu messen. Zu diesem Zweck wurde ein Chopper entwickelt und gebaut, der es gestattet, den kontinuierlichen Strahl von neutralem Cs, welcher der Deckung der Ionenverluste dient, innerhalb von 0,6 msec zu unterbrechen.

- b) Sonden stellen im Alkaliplasma wegen des inkonstanten Kontaktpotentials zur Genelektrode (Emitter) ein sehr unvollkommenes Mittel zur Messung von elektrischen Feldern dar. Es wurde daher eine direkte Bestimmung von  $E_r$  und  $E_q$  aus der Ablenkung eines dünnen 100keV-Cs<sup>+</sup>-Strahls vorbereitet. Das einschließende Magnetfeld stört diese Art der Messung wegen der hohen Ionenmasse nur wenig. Die Anordnung sollte daher nach Fertigstellung auch an anderen Maschinen eingesetzt werden können. Die Konstruktion der Apparatur wurde abgeschlossen (H. Allgeyer) und einige Teile in der Werkstatt gebaut. Wegen der Änderungen in Programm und Struktur des IPP wurden die Arbeiten im Herbst 1969 eingestellt.

#### 4.3. Cs-Diode "ELSA"

( M. Troppmann)

Die Strukturen der Potentialverteilungen in Dioden waren in der bisherigen Literatur nicht eindeutig geklärt. Als Beispiel wurde eine Plasmadiode mit zwei sowohl Elektronen wie Ionen emittierenden Begrenzungsflächen mit großem numerischen Rechenaufwand im Detail untersucht. Diese Anordnung wurde gewählt, da aus den Potentialkurven in einer Diode dieses Typs bis zu einem gewissen Grad auf den Potentialverlauf in den Emitterschichten einer Q-Maschine geschlossen werden kann.

Die bestimmenden Gleichungen zusammen mit den durch das Problem gegebenen Randbedingungen ergaben mehrere z.T. bereits bekannte, nebeneinander existierende Lösungen. Durch physikalisch notwendige Zusatzbedingungen konnte die Zahl der Lösungen mit konstantem Plasmapotential auf eine einzige reduziert werden. Daneben liefert die streng stoßfreie Theorie eine Vielzahl sogenannter gewellter Potentialverteilungen, für die kein Auswahlkriterium angegeben werden konnte; zu dessen Aufstellung bedarf es einer theoretisch komplizierten Stabilitätsuntersuchung, die den Rahmen dieser Untersuchung überschreitet.

Die Sequenzen der Verteilungen bei Änderung einer der den Betriebszustand der Diode charakterisierenden Größen, Diodenspannung und Emissionscharakter, konnten im Experiment bestätigt werden - ein Elektronenstrahl tastete das elektrische Feld im Diodenraum ab und zeichnete es auf einen Durchsichtleuchtschirm auf. In einem begrenzten Bereich der Betriebsdaten wurden statt der Lösungen mit konstantem Plasmapotential solche gefunden, bei denen die Feldverteilung räumlich oszillierte. Die Amplitude erschien mit wachsender Entfernung vom positiven Emitter immer mehr gedämpft.

Durch die Annahme voll thermalisierter Verteilungsfunktionen der Geschwindigkeiten wurde versucht, in quantitativer Weise dem Teilcheneinfang in der Nähe der Potentialextrema Rechnung zu tragen. Räumlich oszillierende Potential- bzw. Feldverteilungen wurden unter diesen Bedingungen nicht mehr gefunden. Profile mit konstantem Plasmapotential behielten ihre charakteristischen Eigenschaften; die Absolutwerte der Potentiale verminderten sich.

Diese theoretischen Resultate wurden im Experiment bestätigt. Durch Einströmen von Edelgas (Ar, Xe) ließ sich in unserer Anordnung die Frequenz impulsändernder Stöße der Ionen erhöhen, ohne deren Temperatur zu ändern. Der Einfluß der Stöße auf die Potentialverteilung wurde direkt beobachtbar.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung an einer Zwei-Emitter-Diode berechtigen zu der Annah-

me, daß die Vorstellung eines monotonen Potentialverlaufs in den Emitterschichten in Q-Maschinen ( $n > 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ) mit großer Wahrscheinlichkeit zutrifft. Die direkte Messung des Potentialverlaufs bei kleineren Dichten in der Q-Maschine wurde vorbereitet.

#### 4.4. Plasmadiagnostik mit Bernsteinwellen

(A. Clinckemaiilie)

Ergebnisse der Plasmaparameter (Dichte, Elektronentemperatur), die in der ARGLOW-Apparatur mit Bernsteinwellen-Diagnostik erhalten wurden (siehe Jahresbericht 1968) wurden mit Meßdaten aus Langmuirsondenmessungen verglichen. Wie bekannt, hängen die Dispersionseigenschaften der Bernsteinwellen von der Plasmadichte und von der "senkrechten Temperatur" der Elektronen ( $T_{e\perp}$ ) ab. Demgegenüber wurde angenommen, daß die Steigung der gemessenen Elektronenanlaufströme hauptsächlich eine "parallele Temperatur" der Elektronen ( $T_{e\parallel}$ ) wiedergibt, da in den vorhandenen Plasmabedingungen die Langmuir-Kennlinien hauptsächlich eine Probenentnahme der Elektronen mit einer Geschwindigkeitsverteilung parallel zum Magnetfeld darstellen. Experimentell wurde festgestellt, daß die Ergebnisse der Elektronentemperatur, abgeleitet aus den Langmuir-Kennlinien, stark vom elektrischen Feld parallel zum Magnetfeld beeinflusst werden.

Bei kleinen Magnetfeldern wurde ein beträchtlicher, aus dem Mechanismus der Entladung deutbarer Unterschied zwischen  $T_{e\perp}$  und  $T_{e\parallel}$  gemessen. Mit steigenden Magnetfeldern, steigender Plasmadichte und steigendem Neutralgasdruck wurde die Elektronentemperatur-Anisotropie geringer. Die gesamte mittlere Energie der Elektronen:

$E_{th} = \frac{3}{2} (k T_e) = (k T_{e\perp}) + \frac{1}{2} (k T_{e\parallel})$  blieb jedoch innerhalb  $\pm 5\%$  konstant. Eine Promotionsarbeit über "Untersuchungen an magnetisierten Niederdruckplasmen mit Hilfe elektrostatischer Magnetoplasma-Wellen" wurde an der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität München vorgelegt und angenommen, und ist in einem Laborbericht 2/84 (November 1969) zusammengefaßt.

#### 4.5. Kopplung von Elektronenzyklotron-Harmonischen mit Elektronenstrahl-Plasmawellen

(V. Piffel<sup>+</sup>, A. Clinckemaiilie)

In einer Argon-Gasentladung (ARGLOW-Apparatur) wurde parallel zum Magnetfeld ein schwacher Elektronenstrahl ( $U = 1 \text{ kV}$ ,  $I = 10 \text{ mA}$ ) eingeschossen. Dieser Strahl erzeugte stark hochfrequente Ausstrahlung und bewirkte gleichzeitig einen Heizeffekt im Plasma im Frequenzbereich nahe der Elektronenzyklotronharmonischen.

Mit Hilfe räumlicher Korrelationsmessungen zwischen kurzen zylindrischen Antennen konnten folgende Wellen-Arten gedeutet werden:

<sup>+</sup>)  
Gast von der Technischen Akademie der Wissenschaften, Prag

- 1) Die im kalten Plasma hydrodynamisch beschriebenen "Space-charge" Wellen werden durch CERENKOV-Kopplung durch den Elektronenstrahl angeregt mit den Frequenzen:  $\omega = k_{\parallel} \cdot v_{\text{Strahl}}$  und  $(k_{\perp}/k_{\parallel})^2 = -\epsilon_{\parallel}/\epsilon_{\perp}$  wenn im Plasma folgende Bedingungen vorhanden sind:

$$\omega_{pe} < \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2} \approx n \cdot \omega_{ce} \quad (n = 2, 3, \dots)$$

- 2) In diesem Frequenzbereich (z.B. bei  $n = \epsilon$ ) werden am Rand des Plasmaprofiles longitudinale Elektronenzyklotron-Harmonische (Bernstein-)Wellen mit kohärenten Phasen an die "Space charge" Wellen angekoppelt. Diese kurzwelligigen elektrostatischen Plasma-Wellen breiten sich im inneren Teil des Plasmaprofiles mit  $(k_{\perp})_1$  -Komponenten aus, die mit den mit Antennen angeregten Bernsteinwellen identisch sind.

Diese experimentellen Ergebnisse stimmen sehr gut überein mit den theoretischen Berechnungen von KOPECKY, PREINHAELTER, VACLAVIK <sup>+</sup>), die sie als Ankopplung zwischen den oben genannten Wellen beschreiben.

Durch den radialen Plasmadichte-Abfall erreicht die  $(k_{\perp})_1$ -Komponente der strahl-induzierten "Space charge"-Welle eine Resonanzstelle in der lokalen Hybridfrequenz-Schicht. Die Phasengeschwindigkeit dieser Wellen ist groß gegenüber der thermischen Geschwindigkeit der Plasmaelektronen Landau-Dämpfung ist deswegen ausgeschlossen und Stoßdämpfung bei den Wellenfrequenzen vernachlässigbar, sodaß kein Resonanz-Heizungseffekt der Plasmaelektronen erwartet werden kann. Demgegenüber besitzen die angekoppelten Bernsteinwellen Phasengeschwindigkeiten, die vergleichbar sind mit  $v_{\text{TP}}$  und dazu noch eine  $(k_{\parallel})_1$ -Komponente (gleich  $k_{\parallel} = \frac{\omega}{v_{\text{Strahl}}}$ ); sie unterliegen dadurch, wie allgemein bekannt, Zyklotron-Dämpfung.

Auf diesem Weg kann eine Energieübertragung von den Strahl-Elektronen auf die Plasma-Elektronen verstanden werden.

---

<sup>+</sup>) J. Plasma Physics 3, 1969 (179)

## 5. Mikrowellenheizung

(G. Lisitano)

### 5.1. Frequenzabhängigkeit der Driftwellen von der Ionenmasse

In Plasmen niedriger Temperatur sind Driftwellen weitgehend nur für eine beschränkte Anzahl von Ionentypen (Cäsium und Kalium) untersucht worden. In heißen Plasmen können selbst-erregte Driftwellen weitere Daten liefern, die unter Umständen die Daten aus den Plasmen niedriger Temperatur ergänzen. B. Coppi et.al.<sup>+) hat für die selbsterregten Driftwellen folgenden Ausdruck gegeben:</sup>

$$\omega = \alpha \cdot k_y \cdot v_{de} \quad (1)$$

Dabei ist:  $\omega$  = Frequenz der selbsterregten Driftwellen

$$v_{de} = \frac{c kT}{e B} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dx} = \text{diamagnetische Driftgeschwindigkeit}$$

$$k_y \sim \left(\frac{T}{n}\right)^{1/2} \cdot \frac{B}{M^{3/8}} = \text{Modenzahl}; \alpha = \text{Experimentkonstante}$$

T = Elektronentemperatur

n = Elektronendichte

B = Magnetfeldstärke

M = Ionenmasse.

- Die Frequenzabhängigkeit (1) von der Ionenmasse ( $f \propto M^{-3/8}$ ) setzt Viskosität (Ionen - Ionenstöße) und Resistivitätseffekte (Elektronen - Ionenstöße) voraus.
- Eine  $f \propto M^{-1/2}$  - oder  $f \propto M^{-1/3}$  - Frequenzabhängigkeit würde entsprechend nur Ionen-Larmor-radius bzw. nur Resistivitätseffekte beschreiben. Bisher ist noch keine eindeutige experimentelle Frequenzabhängigkeit der Driftwellen von der Ionenmasse bekannt.

In dieser Arbeit haben wir die Frequenzabhängigkeit der Driftwellen eines RF-Plasmas von der Ionenmasse verschiedener Gassorten ( $H_2$ , He, A und Xe) untersucht.

Das Plasma wurde mit Hilfe einer "L"-Spule<sup>++)</sup> von 3 cm Innendurchmesser in einer Magnet-Spiegelanordnung (Spiegelverhältnisse 4 : 1) erzeugt. Die Spule war mit 50 W, CW, 3 GHz gespeist. Im Neutralgasdruckbereich von  $10^{-4}$  Torr war die Elektronendichte  $n_e = 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  bis  $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  und die Elektronentemperatur  $T_e = 6$  bis  $10$  eV. An den Außenseiten des Plasmaprofiles treten kohärente, fast sinusförmige Driftwellen auf, deren Amplitude mit wachsendem Plasmaradius zunimmt. Durch Änderung der Dichte oder der Temperatur des Plasmas ändert sich die Dämpfung und die Frequenz der Driftwelle ähnlich wie in einem LCR-Schwingkreis. Jede untersuchte Gassorte weist einen Eigenwert der "Resonanz"-Frequenz und einen Eigenwert der "Frequenzbandbreite" dieses "Resonanzbildes" auf.

Die gemessene "Bandbreite" nimmt mit abnehmender Massenzahl zu. Sie betrug nur einige hundert Hz in Xenon und fast 5 kHz in Wasserstoff. Der gemessene Frequenz-Eigenwert der Driftwelle für verschiedene Gassorten wird in der folgenden Tafel gezeigt.

<sup>+) B. Coppi, H. Hendel, F. Perkins and P.A. Politzer: Proc. of the Conference on Physics of Quiescent Plasmas (Frascati, 1967) p. 201</sup>

<sup>++) G. Lisitano: Proc. VI IC PIG, vol.1 (Beograd, 1965), p. 464</sup>

Frequenz der Driftwellen (kHz) für:	Xe	A	He	H
Gemessen	3,3	5	8-10	11-16
Berechnet (für Argon angepaßt):				
nach $f \sim M^{-1/3}$	3,4	5	10,7	17
nach $f \sim M^{-3/8}$	3,1	5	11,6	19,5
nach $f \sim M^{-1/2}$	2,8	5	15,8	31,8

Die Meßergebnisse fallen näher an die  $f \sim M^{-1/3}$ -Frequenzabhängigkeit (nur resistive Effekte). Der Unterschied zwischen der  $f \sim M^{-1/3}$ - und  $f \sim M^{-3/8}$ -Abhängigkeit ist aber nicht groß genug, um Viskositätseffekte auszuschließen.

- Experimentell gesehen sind für jede Gassorte beide Frequenzen innerhalb der gemessenen "Frequenzbreite" der Driftwellen möglich.
- In Übereinstimmung mit (1) bleibt in unserem Experiment die Frequenz der Driftwellen unwesentlich von der Magnetfeldstärke beeinflusst.

Bekanntlich sind Driftwellen mit Dichte- und Temperaturgradient verbunden. Sie sind von Natur aus elektrostatisch und breiten sich in einer Richtung senkrecht sowohl zu den Magnetfeldlinien als auch zu den Gradienten aus. In einer Reihe von Messungen wurde nun die Abhängigkeit der Wellen von dem Dichte- und dem Temperaturgradienten untersucht. Dabei stellte sich heraus, daß die Driftwellen vielmehr durch den transversalen Gradienten der gerichteten kinetischen Energie der Elektronen (Strömungsinstabilitäten) als durch den Gradienten der Dichte oder der Temperatur entstehen.

Mit unserer Plasmaquelle kann man (durch Verschiebung der Spule längs des Axialgradienten der Magnetfeldstärke) von einem Plasma mit gerichteter Elektronenenergie von über 100 eV und nur 5 eV Temperatur bis auf fast isotrope Energieverteilung im Temperaturbereich von 5 bis 30 eV übergehen. Beim Übergang zu isotropen Energieverteilung sinkt im allgemeinen der Pegel der Plasmadichteschwankungen. Dabei wird die Dämpfung der Wellen mit Hilfe einer zweiten "L"-Spule leichter. Im anderen Extrem, bei allzu starker anisotroper Energieverteilung braucht man zur Dämpfung der Driftwellen wesentlich mehr RF-Leistung.

## 5.2. Nichtresonante Absorption elektromagnetischer Wellen in einem Plasma hoher Dichte

Die Aufheizung eines Plasmas im Bereich  $\omega_p \approx \omega_b > \omega_{RF}$  wurde kürzlich von Budnikov u.a. <sup>+)</sup>  beschrieben. Ein EZR-Plasma mit der Dichte  $N > 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  wurde mit einer HF-Leistung im Wellenbereich  $\lambda = 3 \text{ cm}$  erzeugt und dann, nach Abschalten dieser Wellen, lediglich durch die Absorption einer Leistung im 10cm-Band bei  $\omega_b / \omega_{RF} \approx 3$  aufrechterhalten.

Die in dem vorliegenden Bericht behandelte nichtresonante Absorption der elektromagnetischen Wellen erfolgt, indem die HF-Leistung an eine neuartige "Anordnung" zur Erzeugung langsamer Wellen angelegt wird. Diese Anordnung besteht aus einem Wendeleiter, der in ein geschlitztes Metallrohr gewickelt ist, und einen kurzen Abschnitt der Plasmasäule umschließt.

<sup>+)</sup>  V.N. Budnikov, V.E. Golant, A.A. Obuchov, Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki, 38, 576 (1968)

In Richtung des axial gerichteten Magnetfeldes werden die elektromagnetischen Wellen (auch ohne Plasma) um mindestens eine Größenordnung in Bezug auf die Lichtgeschwindigkeit verlangsamt. Dadurch ergibt sich eine bessere Anpassung der einfallenden Wellen an die Plasmawelle, die sich mit kleiner Phasengeschwindigkeit gegenüber der Lichtgeschwindigkeit ausbreitet und daher vom Plasma stark absorbiert wird.

In Fig. 4a wird bei verschiedenen Werten des Neutralgasdrucks die gemessene Plasmadichte in Abhängigkeit von der angelegten HF-Leistung bei konstanter Magnetfeldstärke (entsprechend  $\omega_b/\omega \approx 3$ ) im Spulenbereich aufgezeichnet.

Das Überraschendste bei dieser Entladung ist die nichtresonante Absorption der HF-Leistung für jede beliebige Magnetfeldstärke, die den der Elektronenzyklotronresonanz entsprechenden Wert übersteigt. Wie man aus Abb. 1b entnehmen kann, steigt die Plasmadichte mit zunehmendem Magnetfeld exponentiell an. Wenn die Entladung bei einer Magnetfeldstärke im Spiegelmaximum von 1,8 kG einsetzt, wird der Neutralgasdruck bei  $10^{-3}$  Torr festgehalten und die gesamte vorhandene HF-Leistung ( $\approx 70$  W) der HF-Spule zugeführt. Die Magnetfeldstärke läßt sich dann beliebig zwischen  $B_m = 1,5$  kG und dem maximalen vorhandenen Wert  $B_m = 4,5$  kG ändern. Bei einer Dichte von nahezu  $10^{13}$   $\text{cm}^{-3}$  hat das erzeugte Plasma ( $V \approx 1$  Liter) eine Elektronentemperatur von  $T_e \approx 10$  eV, ist aber nicht vollionisiert.

Bei der Betrachtung des in Fig. 4 dargestellten exponentiellen Zuwachses der Dichte muß daher die Ionisierungsrate des in der Entladung noch vorhandenen Neutralgases berücksichtigt werden.

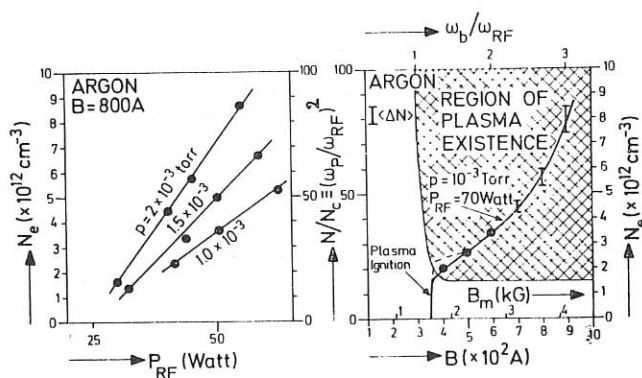


Fig. 4 a) Plasmadichte als Funktion der angelegten HF-Leistung b) Existenzbereich des Plasmas

### 5.3. Stabilisierung eines heißen Elektronenplasmas durch homogene Temperatureffekte

Neuere Methoden zur Unterdrückung von Driftinstabilitäten beruhen darauf, daß auf das Plasma eine äußere Kraft durch Wechselfelder ausgeübt wird, die mittels verschiedener Techniken an das Plasma angekoppelt werden<sup>+) ++)</sup>. Die Unterdrückung für einen speziellen Wert der Frequenz oder der Phase des stabilisierenden Feldes führte noch zu keinem klaren Verständnis der an der Stabilisierung beteiligten Prozesse. In der hier beschriebenen Stabilisierungsmethode wird die Unterdrückung der niederfrequenten Driftinstabilitäten durch homogenes Heizen einer magnetisch eingeschlossenen Plasmasäule

<sup>+) B.E. Keen and R.V. Aldrige: Phys. Rev. Letters 22, 1358 (1969)</sup>

<sup>++) E.A. Kornilov, Ya.B. Fainberg, L.I. Bolotin and O.F. Kovpik: JETP Letters 3, 229 (1966)</sup>



bewirkt. Diese Methode bot sich aufgrund der Ergebnisse von Messungen der Korrelationen zwischen einigen charakteristischen Plasmaparametern und dem Vorhandensein oder Nichtvorhandensein von Driftinstabilitäten mit endlicher Amplitude an. Diese Korrelationsmessungen haben gezeigt, daß das Plasma ruhig ist, wenn das radiale Temperaturprofil über fast den ganzen Durchmesser der Plasmasäule sehr flach ist. Von Hendel et.al. ++) wurde gezeigt, daß ein zeitlich unabhängiges radiales elektrisches Feld  $E_r$  die azimuthale Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Driftinstabilitäten durch eine  $E \times B$ -Plasmarotation beeinflusst. Das radiale elektrische Feld  $E_r$  hängt von den Gradienten der Temperatur  $\nabla T$  und der Dichte  $\nabla n$  wie folgt ab:  $E_r \approx kT/e \cdot [3/2 (\nabla T/T) - \nabla n/n]$ . Für homogene Temperatur ist die Rotationsgeschwindigkeit  $cE_r/B$  gleich der diamagnetischen Ionengeschwindigkeit

$$-v_D = \frac{c k T}{e B} \cdot \frac{\nabla n}{n}$$

und die Welle scheint sich in der Richtung der diamagnetischen Ionengeschwindigkeit fortzubewegen. Im allgemeinen fällt die Richtung der Rotation jedoch für eine radial abnehmende Temperatur mit der Richtung der diamagnetischen Elektronengeschwindigkeit zusammen.

Da die Frequenz der Driftwelle  $\omega = \alpha k_y v_D$  von der diamagnetischen Geschwindigkeit abhängt ++), sollte der Stabilisierungseffekt durch den Temperaturgradienten die Frequenz der Driftwelle verändern. In unserem Experiment beobachteten wir tatsächlich, daß die Amplitude der Driftwelle stark abnimmt und die Frequenz gegen Null geht, wenn das Plasma eine homogene Temperaturverteilung annimmt.

Die Versuche wurden in einer magnetischen Spiegelanordnung mit dem Spiegelverhältnis 4 durchgeführt, wobei das Plasma durch Elektronenzyklotronresonanzheizung unter Verwendung einer "L"-Spule<sup>+</sup>) von 3 cm innerem Durchmesser mit 50 W, CW, 3 GHz, erzeugt wurde. Das Plasma hatte Elektronentemperaturen von 3 bis 30 eV und Dichten von  $10^{10}$  bis  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  und besaß den bemerkenswert niedrigen Pegel der Dichtefluktuationen von  $\frac{\langle \Delta n \rangle}{n} < 5\%$  für einige Plasmaparameterbereiche. Für einige andere Plasmaparameterbereiche wurden kohärente und fast sinusförmige Dichtefluktuationen beobachtet und als Driftinstabilitäten identifiziert. Diese Instabilitäten konnten durch homogene RF-Heizung des Plasmas unterdrückt werden, wobei dieselben Frequenzen wie zur Erzeugung des EZR-Plasmas angewendet wurden, indem eine zweite "slow wave structure" an dem anderen Ende der magnetischen Flasche angebracht wurde. Der Stabilisierungseffekt wurde für einen weiten Bereich der Entladungsparameter beobachtet. Zwei typische radiale Temperatur- und Dichteprofile bei relativ geringem und bei relativ hohem Argon-Neutralgasdruck sind in Fig. 5a und Fig. 5b dargestellt.

Die für die Stabilisierung notwendige Leistung hing stark von den Entladungsparametern ab. Wenn 50 Watt RF-Leistung in die "first structure" eingespeist wurden, variierte die für die "second structure" benötigte Leistung zwischen 2 und 20 Watt. Fig. 6 zeigt einen typischen Verlauf der Abnahme der Instabilitätsamplitude mit der auf die "second structure" angewandte RF-Leistung. Eine Reduzierung der Instabilitätsamplitude um mehr als zwei Größenordnungen, - 40 DB, ist für sehr kleine transversale Elektronentemperaturgradienten in der Plasmasäule beobachtet worden. Die Stabilisierung war nicht nur auf die kohärenten Dichtefluktuationen begrenzt, sondern war ebenso wirksam bei dem im Plasma vorhandenen niederfrequenten Fluktuationsspektrum von dc bis zu einigen 10 kHz.

+ ) vgl. Monatl. Mitt. 15 Aug./Sept. 68

++ ) H.W. Hendel and P.A. Politzer: Proc. Conf. Phys. of Quiescent Plasmas Frascati 1967, p. 181

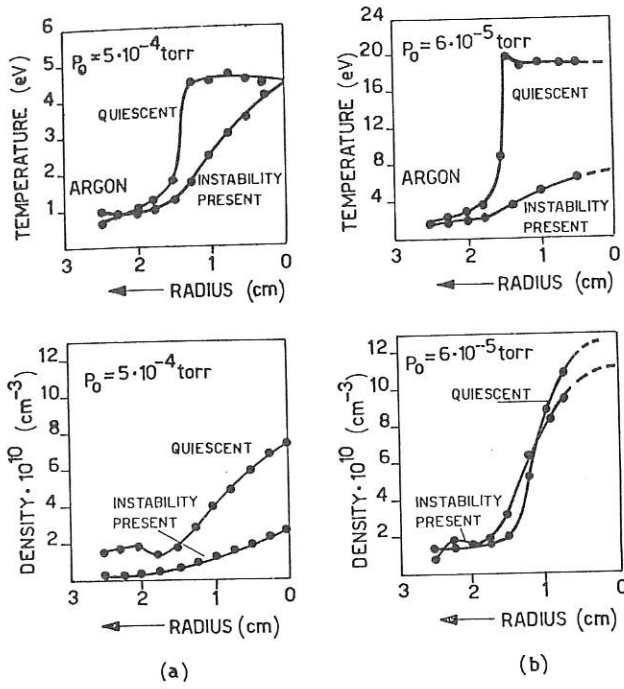


Fig. 5 Einfluß der Homogenen Heizung des Plasmas auf die radialen Dichte- und Temperaturprofile

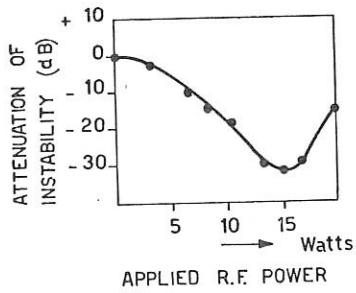


Fig 6 Abnahme der Amplitude der Instabilität mit der auf die Stabilisierungs-"Structure" angewandten RF-Leistung

#### 5.4. Selbsterregte akustische Ionenwellen in einem Radiofrequenzplasma

Nimmt man als Grenze einer Plasmasäule einen minimalen Elektronendruck an, dann ist die cut-off-Frequenz  $f_c$  einer elektrostatischen Schallwelle in einem stoßfreien ( $\omega T_{ii} > 1$ ) zylindrischen Plasma mit dem Radius  $a$  gegeben durch <sup>+</sup>)

$$f_c = \frac{a_{nm}}{2\pi a} \mathcal{V} \quad (1)$$

wobei  $a_{nm}$  die  $m$ -Nullstelle der Besselfunktion von  $J_n$  ist;  $\mathcal{V} = (\gamma \cdot kT_e)^{1/2} M_i^{-1/2}$  ist die Phasengeschwindigkeit der Welle und  $\gamma$  ist der Koeffizient der adiabatischen Kompression des Elektronengases <sup>++)</sup>

Phasengeschwindigkeitsmessungen <sup>+) ++) +++)</sup> an elektrostatischen Schallwellen, die durch eine externe Quelle in ein stoßfreies Plasma niedriger Temperatur eingekoppelt werden, haben gezeigt, daß  $\mathcal{V}$  von der Frequenz unabhängig ist.

Für eine vorgegebene Länge der Plasmasäule und konstante Werte  $T_e$  und  $M_i$  stellt sich daher die Wellenlänge der selbsterregten Welle auf einen Wert ein, der von der Plasmagrenze abhängt. Die gemessene Frequenz sollte dann eine Abhängigkeit von  $T_e$  und  $M_i$  genau wie  $f_c$  zeigen.

Selbsterregte akustische Ionenschwingungen sind in einem RF-Plasma untersucht worden, das von einer "L"-Spule <sup>++++)</sup> von 3 cm i.D. in einer Spiegelgeometrie mit dem Spiegelverhältnis 4 : 1 erzeugt worden war. Die Spule wurde mit 50 W, CW bei 3 GHz gespeist.

Die mittels einer negativ vorgespannten Langmuir-Sonde untersuchten Wellen sind kohärent, fast sinusförmig und sind auf den mittleren Bereich der Plasmasäule lokalisiert. Die Frequenz der Ionenwellen ist in verschiedenen Gasen bei Elektronentemperaturen von 3 bis 12 eV gemessen worden. Es wurde beobachtet, daß die Frequenz der Ionenwellen nur von  $T_e$  und  $M_i$  abhängt. In Fig. 7 sind die gemessenen Frequenzen gegen die gemessenen Werte von  $T_e$  für Ar, Xe, He und H aufgetragen. Die ausgezogenen Kurven geben die für Ar und Xe nach (1) berechneten Frequenzen an. Für H und He sind die aufgetragenen Werte das 1/2fache der nach (1) berechneten Werte. Die in Ar und He durchgeführten Messungen geben sehr gute Übereinstimmung mit (1) für  $T_e > 5$  eV. Unter diesen Bedingungen ist das Plasma stoßfrei ( $\omega T_{ii} > 1$ ),  $T_i \approx 0,2$  eV und die gemessene Dichte ist  $5 \cdot 10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Bei niedrigem  $T_e$  ( $T_e < 5$  eV) wurde der Neutralgasdruck erhöht, um das Plasma abzukühlen und die Dichte wuchs auf  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , woraus sich  $\omega T_{ii} < 1$  ergab. Unter diesen Bedingungen ist das Plasma nicht mehr stoßfrei, und Ionen und Elektronen sollten als Flüssigkeit behandelt werden. Wong und Motley zeigten theoretisch <sup>++++)</sup> in Übereinstimmung mit ihrem Experiment in einem Cäsiumplasma, daß die Phasengeschwindigkeit der Wellen auf 2/3 abnimmt, d.h.  $\mathcal{V}_{(\text{stoß})} = 2/3 \cdot \mathcal{V}_{(\text{stoßfrei})}$ , wenn man vom stoßfreien zum "Flüssigkeits"gebiet übergeht. Aus den Daten von Fig. 1 schließen wir, daß wir in einem Übergangsgebiet arbeiten, wenn  $T_e$  zwischen 3 und 5 eV liegt.

Wir haben keine Erklärung für den bei H und He beobachteten Faktor 1/2. Aber es ist möglich, daß die Kopplung von nichtlinearen Effekten mit longitudinaler Wellenausbreitung die Ursache für eine parametrische Anregung der beobachteten Subharmonischen ist.

<sup>+</sup>) F.W. Crawford and R.J. Kuhler; Proc. VIIth ICPIG Beograd (1965) Vol. II, p. 326

<sup>++)</sup> I. Alexeff and W.D. Jones: Phys. Rev. Letters 15, 286 (1965)

<sup>+++)</sup> A.Y. Wong, R.W. Motley and N. D'Angelo: Phys. Rev. 133, 436 (1964)

<sup>++++)</sup> vgl. Monatl. Mitt. 15, August/September 1968

<sup>++++)</sup> R.W. Motley and A.Y. Wong: Proc. VI, ICPIG Paris (1963) Vol. 3, p. 133

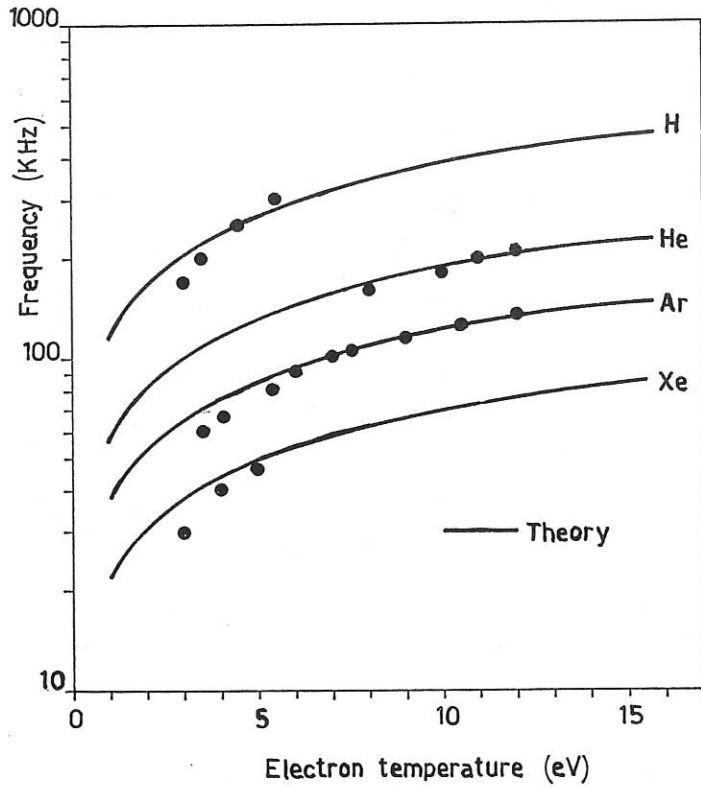


Fig. 7 Gemessene Frequenzen als Funktion von  $T_e$

Veröffentlichungen

- /1/ D.Eckhardt, G.v.Gierke, "On the Confinement Properties of the Low-Shear  
G. Grieger, W.Ohlendorf Stellarator WIIa." 3rd Europ. Conference, Utrecht (1969)
- /2/ G. Grieger "A Survey of the Wendelstein-Stellarator Result"  
Internat.Symposium on Closed Conf.Systems, Dubna (1969)
- /3/ C.W. Erickson et.al. Proc. Int. Conf. Centr. Fusion, Vol.I, 339 (1969)
- /4/ F. Rau Colloqu. Closed Conf. Rottach-Egern (1969)
- /5/ F. Rau "Confinement of a Potassium Plasma in the Garching Multi-  
pole W V", 3rd Eur. Conf. Utrecht (1969)
- /6/ W. Grundler Int. Symp. Closed Conf. Syst. Dubna (1969)  
F. Rau
- /7/ A.J. van der Houven van "Particle Losses in Contact Ionisation Plasmas"  
Oordt Dissertation Universität Utrecht, 1969
- /8/ M. Hashmi, A.J. van der "On the Surface Recombination in Contact Ionisation  
Houven van Oordt, Plasmas", Proc. of the Int. Conf. on Phys. of Quiescent  
J.-G. Wegrowe Plasmas, Paris, Sept. 8-13, 1969, Vol.II, page 139-149
- /9/ M.Hashmi, A.J. van der "Experimental Investigations of Different Types of  
Houven van Oordt, Losses in Contact Ionisation Plasmas", Proc. of Int.  
J.-G. Wegrowe Conf. on Phys. of Quiescent Plasmas, Paris, Sept.8-13,  
1969, Vol.II, page 127-138
- /10/ M. Hashmi, A.J. van der "Production and Study of Alkali Plasma with Negative  
Houven van Oordt, Ions", Proc. of Int.Conf.on Phys.of Quiescent Plasmas,  
J.-G. Wegrowe Paris, Sept. 8-13, 1969, Vol.III, page 67
- /11/ G. Lisitano "A New Interpretation for Plasma Loss Rates in Stellarators"  
J.G. Gorman, I.G. Brown paper presented at American Physical Society, Div. of  
Plasma Physics, Los Alamos Meeting, June 1968,  
Physical Review Letters 22, 16-20 (1969)
- /12/ P. Caldirola, S. Bernabei, "Magnetic Mirror Effects on a Collisionless Radio-  
M. Fontanesi, G.Lisitano frequency Plasma", Proceedings Third Turop. Conference on  
and E. Sindoni Contr. Fusion and Plasma Physics, Utrecht I, 72 (1969)  
Wolters-Noordhoff Publishing, Groningen, Netherlands
- /13/ G. Lisitano "End Losses of a Quiescent Collisionless Plasma in a  
B. Green Magnetic Mirror", Proc.Third Europ.Conf.on Contr.Fusion  
and Plasma Physics, Utrecht, I, 73 (1969) Wolters-Noord-  
hoff Publishing, Groningen, Netherlands
- /14/ G. Lisitano, S. Bernabei, "Self Excited Ion Acoustic Waves in a Radiofrequency  
and E. Sindoni Plasma" Physics Letters 29A, 613-614 (1969)
- /15/ G. Lisitano, S. Bernabei "Observation of Drift Waves in a Radiofrequency Plasma"  
and E. Sindoni Lettere Nuovo Cimento II, 109-112 (1969)

- /16/ G. Lisitano, P. Caldirola and M. Fontanesi "Microwave Heating of Plasma in Stellarator" paper given at Internat. Symposium on Closed Confinement Systems, Dubna Sept. 29-Oct. 3, 1969 Proceedings Abstract I, 79 (1969)
- /17/ G. Lisitano, P. Caldirola, S. Bernabei, R. De Dionigi, M. Fontanesi, E. Sindoni "Self Excited Ion Acoustic and Drift Waves in a Radiofrequency Plasma", Proceedings International Conf. on Physics of Quiescent Plasmas, Paris, I, 15-22 (1969) Ecole Polytechnique Publishing, Paris
- /18/ G. Lisitano, R. De Dionigi, M. Fontanesi "Stabilization of a Hot Electron Plasma by Homogeneous Temperature Effects" Physical Review Letters, 23, 822-824 (1969)
- /19/ G. Lisitano, M. Fontanesi and E. Sindoni "Non Resonant Radiofrequency Source of a High Density Quiescent Plasma", Proc. Internat. Conf. on Physics of Quiescent Plasmas, Paris, III, 35-38 (1969), Ecole Polytechnique Publishing, Paris
- /20/ G. Lisitano, M. Fontanesi and E. Sindoni "Non Resonant Absorption of Electromagnetic Waves in a High Density Plasma", paper 5C-16 given at 1969 American Physical Society, Div. of Plasma Physics, Los Angeles Meeting Nov. 1969, Appl. Phys. Letters, Feb. 1970
- /21/ G. Lisitano Deutsche Patentanmeldung "Hochfrequenz-Plasmagenerator II", Deutsche Patentamt P 1955 914 9 vom 6. Nov. 1969

EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 3

(Prof. Dr. R. Wienecke bis 31.8.69  
Dr. S. Witkowski seit 1.9.69)

1. Stationäre Aufheizung von Plasmen hoher Dichte

(R. Wienecke, H. Wulff)

1.1. Wasserstofflichtbögen im Magnetfeld (R. Wienecke)

1.1.1 Temperatur- und Dichtebestimmung an Lichtbögen mit Hilfe von Laserstreuung

(D. Ludwig, C. Mahn, R. Nodwell<sup>+</sup>), H. Ringler)

In dem Spektrum des an einem Wasserstoffbogen gestreuten Lichts eines Rubinlasers treten Satellitenlinien auf, die in dem vorliegenden Dichte- und Temperaturbereich nicht erwartet werden. Diese Erscheinungen waren bereits im letzten Jahresbericht beschrieben worden und konnten 1969 mit einer verbesserten Aufnahmetechnik bestätigt und ergänzt werden. Die Experimente wurden an dem gleichen Wasserstoffbogen durchgeführt, dessen Eigenschaften durch die Sondenmessungen von R. Schwenn unabhängig davon untersucht wurden.

Abb. 1 zeigt zwei Streuprofile, die die wesentlichen Merkmale aller Streuprofile und deren auffallende Anomalien enthalten. Der Aussendruck bei A war 10 Torr, der bei B 5 Torr, der Streuwinkel  $90^\circ$ .

Zunächst fällt auf, dass die beiden Profile annähernd dieselbe Form haben und dass Satelliten bei etwa  $14 \text{ \AA}$ ,  $28 \text{ \AA}$  und  $42 \text{ \AA}$  auftreten. Dem Wellenlängenabstand  $14 \text{ \AA}$  entspricht eine Frequenz, die wir mit der Plasmafrequenz identifizieren. Damit wären die Satelliten bei  $28 \text{ \AA}$  und  $42 \text{ \AA}$  Harmonische der Plasmafrequenz. Mit dieser Annahme kommt man zu einer Elektronendichte von

---

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

$n_e = 9,4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Wenn man andererseits den Messwerten (ausser denjenigen bei den Satelliten) die am besten passende theoretische Kurve zuordnet, dann erhält man:

für den Fall A:

$$n_e = 9,7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} \quad T_e = 62\,000 \text{ }^\circ\text{K} \quad \alpha = 0,46$$

für den Fall B:

$$n_e = 10,8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} \quad T_e = 55\,000 \text{ }^\circ\text{K} \quad \alpha = 0,51$$

( $\alpha$  = Streuparameter)

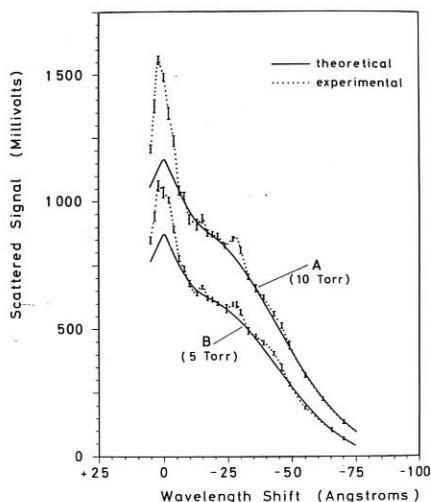


Abb. 1: Streuspektrum

Die Elektronendichte wurde ausserdem aus dem Profil durch Stark-Effekt verbreiteter Spektrallinien zu  $10,4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  ermittelt. Diese gute Übereinstimmung rechtfertigt nachträglich die Zuordnung des Satelliten bei  $14 \text{ \AA}$  zur Plasmafrequenz.

Ein weiteres bemerkenswertes Ergebnis ist das folgende: Wenn im Falle A und B die Elektronendichten fast gleich sind, wie es die Messungen offensichtlich ausweisen, dann erwartet man von der Theorie her, dass die Kurven zusammenfallen sollten. In Wirklichkeit sind jedoch die Ordinaten der Kurve A 1,4 mal so gross wie die der Kurve B. Die Unterschiede zwischen A und B kann man auf Unterschiede in den Amplituden der Elektronendichtefluktuations zurückführen. Wir haben mittlerweile

durch integrale Messung des totalen Streulichts von demselben Volumelement unter verschiedenen Streuwinkeln festgestellt, dass der gemessene Streuquerschnitt grösser als der thermische Querschnitt ist, was heisst, dass tatsächlich nichtthermische Dichtefluktuations vorliegen. Der Ursprung dieser Dichtefluktuations ist im Augenblick noch nicht verstanden.

Zur Erklärung des Auftretens einer Resonanz im Bereich der Plasmafrequenz gibt es bisher einen Vorschlag von W. Kegel, dem es gelang, durch Annahme eines relativ geringen Anteils von "kalten Elektronen" nicht nur eine Resonanz im Streuspektrum zu erhalten, sondern auch eine Überhöhung der Zentrallinie, wie es experimentell gefunden wurde. Wir sind dabei, ein Experiment durchzuführen, mit dem entschieden werden soll, ob die Annahme von "kalten Elektronen" für unsere Ergebnisse zutrifft.



### 1.1.2 ARCABELLA I

(H.F. Döbele, G. Zankl)

Zur Untersuchung von Lichtbögen in besonders starken axialen Magnetfeldern wurde die Bogenapparatur "ARCABELLA I" aufgebaut. Die Magnetfeldspule wurde in der Abteilung Technik entwickelt. Sie hat eine Gesamtlänge von 130 cm und eine lichte Weite von 10 cm. Während 0,1 sec kann eine Feldstärke von 120 kG erzeugt werden. Durch weitere Spulen an beiden Enden der Hauptspule kann ein zusätzliches (cusp-) Feld erzeugt werden. Hierdurch wird die Magnetfeldstärke an den Elektroden herabgesetzt, wodurch sich der Durchmesser des Bogens reduzieren und damit seine Temperatur erhöhen lässt. Der Bogen brennt in einem Quarzrohr von 5 cm Durchmesser und 100 cm Länge. Als Anode dient ein Kupferrohr von 20 cm Länge und einem Innendurchmesser von 2 cm. Die Kathode besteht aus einem Wolframstift, der gegen eine Hohlkathode austauschbar ist, so dass dann auch die Möglichkeit zu "end-on" Beobachtungen besteht.

Bei den bisherigen Untersuchungen brannte die Entladung bei 2000 A Bogenstrom bei einem Druck von etwa 6 Torr. Das verwendete Gas ist ein Gemisch aus 90 % Wasserstoff und 10 % Helium.

### 1.1.3 Sondenmessungen im Wasserstofflichtbogen mit starkem überlagertem Magnetfeld

(R. Schwenn)

In einem Wasserstofflichtbogen mit überlagertem axialem Magnetfeld wurden die radialen Verteilungen von Potential, elektrischem Feld und elektrischer Stromdichte gemessen. Dazu dienten verschiedene Potential- bzw. Induktionsspulensonden (vgl. Jahresbericht 1969), die mit hoher Geschwindigkeit quer durch den Bogen geschlagen wurden. Der Bogen mit einer Stromstärke von 1800 A brannte dabei stationär zwischen massiven Wolframelektroden über eine Länge von 13,5 cm in einem axialen Magnetfeld von 10 kG.

Aus Stromdichte- und Feldstärkemessungen wurde ein Temperaturprofil abgeleitet, das mit den Resultaten anderer Messmethoden (Spektroskopie, Laserstreuung) gut übereinstimmt. Die Achsen-temperatur beträgt demnach 57 000 °K.

Die Experimente ergaben, dass ausserhalb der durch den Kathodenradius bestimmten magnetischen Flussröhre die axiale elektrische Feldstärke  $E_z$  stark abfällt und gegen Null geht, wie es die Berechnungen von Raeder und Wirtz erwarten lassen. Auch eine Rotation des Bogens hat starken Einfluss auf die Verteilung von  $E_z$ . Das zeigte sich besonders an einem schnell rotierenden Bogen mit Hohlanode. Hier ist  $E_z$  auch auf der Achse nahezu Null und erreicht sein Maximum etwa beim Radius der Kathode. Dies hat eine ausgeprägt rohrförmige Stromdichteverteilung zur Folge, die mit den Spulensonden direkt gemessen werden konnte.

Aufgrund der Messungen von Stromdichte und Feldstärke lässt sich die im Bogen umgesetzte Joule'sche Wärme bestimmen. Sie ist viel grösser als die Energie, die durch Wärmeleitung entsprechend dem gemessenen Temperaturprofil und der bekannten Wärmeleitfähigkeit radial abtransportiert werden kann. Die Ursache dafür können z. B. radiale, nach aussen gerichtete Massenströmungen sein. Schon relativ langsame Strömungen ( $v_r \approx 10^4$  cm/sec), die bei den Berechnungen berücksichtigt werden, führen zu guter Übereinstimmung mit den gemessenen Verteilungen.

1.1.4 Die Verteilung der Rotationsgeschwindigkeit in einem Wasserstofflichtbogen mit überlagertem axialem Magnetfeld

(G. Zankl)

Wie die Messungen der Potentialverteilung eines in einem starken axialen Magnetfeld brennenden Lichtbogens zeigen, ergeben sich innerhalb der Plasmasäule radiale elektrische Feldstärken bis zu 200 V/cm. Dafür kann sowohl der Halleffekt als auch die bei einer Rotation der Plasmasäule entstehende  $v \times B$  EMK verantwortlich sein. Um die Rotation der Plasmasäule zu untersuchen, wurde die radiale und axiale Verteilung der Rotationsgeschwindigkeit spektroskopisch bestimmt. Dazu wurde einem Wasserstoffbogen von 45 cm Länge, der mit einer Stromstärke von 2000 A in einem axial homogenen Magnetfeld von 10 kG brannte, etwa 5 % Stickstoff zugemischt und das Spektrum der Entladung side-on beobachtet. Aus der Dopplerverschiebung der Stickstofflinie NII 3995 Å konnte dann die Rotationsgeschwindigkeit bestimmt werden. Die so erhaltenen Geschwindigkeitsprofile bei verschiedenen Abständen von der Kathode sind in Abb. 2 aufgetragen. Die Rotationsgeschwindigkeit ist vor der Kathode am grössten (etwa  $2 \times 10^6$  cm/sec) und nimmt zur Anode hin ab. Aus der radialen Geschwindigkeitsverteilung folgt, dass die Plasmasäule nicht wie ein starrer Körper rotiert, sondern dass die Rotation etwa beim Kathodenradius am stärksten ist. An der Kathode treten radiale Stromkomponenten auf, die zusammen mit dem axialen Magnetfeld eine azimuthale Kraft auf das Plasma ausüben und damit die Rotation verursachen. Mit den gemessenen Rotationsgeschwindigkeiten berechnet man die in radialer Richtung induzierte  $v \times B$  EMK. Sie stimmt innerhalb der Fehlergrenze mit der aus der Potentialverteilung ermittelten radialen Feldstärke überein.

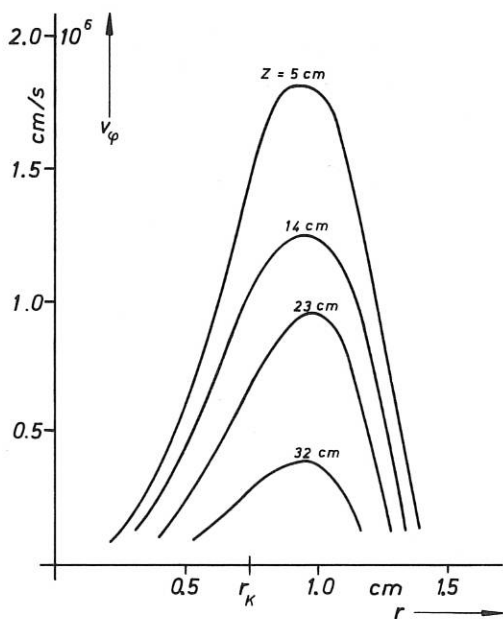


Abb. 2: Geschwindigkeitsprofile

senen Rotationsgeschwindigkeiten berechnet man die in radialer Richtung induzierte  $v \times B$  EMK. Sie stimmt innerhalb der Fehlergrenze mit der aus der Potentialverteilung ermittelten radialen Feldstärke überein.

1.1.5 Theoretische Untersuchungen über Wasserstofflichtbögen in achsenparallelen Magnetfeldern

(J. Raeder, S. Wirtz)

Die theoretischen Untersuchungen waren wieder dem Problem der Stabilisierung eines Wasserstoffbogens durch das axiale Magnetfeld gewidmet. Als Ausgangspunkt dienten die Gleichungen für das elektrostatische Potential im Bogen und die Energiebilanz. Unter Verwendung der Erfahrungen, die wir bei der numerischen Lösung jeder einzelnen dieser Gleichungen gesammelt hatten, stellten wir ein Iterationsschema auf, mit dem die gekoppelten Verteilungen von Potential und Temperatur numerisch bestimmt werden konnten. Mit dem entsprechenden Rechenpro-

gramm wurden die Einflüsse der Elektroden- und Gefässradien, des Elektrodenabstandes und des äusseren Magnetfeldes auf einen Wasserstofflichtbogen ohne Strömungen systematisch untersucht. Vergleiche mit Messungen ergaben immer, dass die berechneten axialen elektrischen Felder zu klein ausfielen (ca. um den Faktor 2), während sich die Achsenwerte der Temperatur richtig ergaben. Da O. Klüber darauf hingewiesen hat, dass Rotationen einen starken Einfluss auf einen Bogen im Magnetfeld ausüben können, wurde deren Einfluss mit vorgegebenen Profilen studiert. Dies ergab eine deutliche Verbesserung in der Form der radialen Profile der axialen elektrischen Feldstärke, führte aber gleichzeitig zum Anstieg der Achsentemperatur auf unrealistisch hohe Werte. Diese neue Diskrepanz konnte zumindest teilweise durch die Annahme radialer Strömungen gelöst werden.

Aus der Wichtigkeit von Strömungen im Bogen für Potentialverteilung und Energiebilanz folgt für weitere theoretische Arbeiten die Notwendigkeit, auch noch die Kraftgleichung (mit viskoser Reibung) in das System der zu lösenden Gleichungen einzubeziehen.

Die Arbeiten zur Potentialverteilung und zur gekoppelten Berechnung von Temperatur und Potential wurden in je einer Veröffentlichung zusammengefasst.

## 1.2. Eieruhr (H. Wulff)

### 1.2.1 Stromdichteverteilung und Plasmaströmungen in der "Eieruhr"

(O. Klüber)

Die Untersuchungen zur Stromdichteverteilung von Lichtbögen in äusseren Magnetfeldern wurden fortgesetzt. Ausgangspunkt war dabei der experimentelle Befund, dass in der "Eieruhr" das Magnetfeld den Bogenstrom auf diejenige magnetische Flussröhre begrenzt, deren Querschnitt am Ort der Elektroden mit dem Elektrodenquerschnitt zusammenfällt. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass diese Begrenzung des Stromes in erster Linie durch die Rotationsbewegung des Plasmas bewirkt wird, die angeregt wird, sobald der Bogenstrom die magnetischen Feldlinien des Spulenfeldes zu durchsetzen sucht. Die experimentellen Ergebnisse liessen sich durch das Modell eines Plasmas beschreiben, in dem die Rotationsbewegung nicht durch die innere Reibung behindert wird. Dann wird der Bogenstrom vollständig in der durch die Wahl des Elektrodenradius ausgezeichneten Flussröhre eingeschlossen.

Es blieb jetzt noch zu klären, ob die endliche innere Reibung in einem realen Plasma die Verhältnisse wesentlich modifiziert. In diesem Fall wirkt dem zum äusseren Magnetfeld senkrechten Stromdichtekomponenten ausser der durch die Rotation bedingten EMK  $v \times B$  auch noch die Hall-EMK  $\sim j \times B$  entgegen. Der Einfluss der inneren Reibung macht sich natürlich vor allem dann bemerkbar, wenn man Elektrodenkonfigurationen entwickelt, bei denen der magnetische Fluss durch Anode und Kathode verschieden ist.

Der Einfluss der inneren Reibung auf die Stromdichteverteilung konnte unter der Annahme eines homogenen Plasmas in einfacher Geometrie theoretisch untersucht werden. In diesem Fall lassen sich simultane Lösungen der Bewegungsgleichung (Navier-Stokes-Gleichung) und des verallgemeinerten Ohm'schen Gesetzes angeben. Die Resultate zeigen, dass die Rotationsbewegung auch bei Berücksichtigung der endlichen inneren Reibung für die Einstellung der Stromdichteverteilung massgebend ist. Damit sind die Untersuchungen zu diesem Problem zu einem gewissen Abschluss gekommen. Eine Veröffentlichung ist in Vorbereitung.

### 1.2.2 Lineare Eieruhr mit 1,5 m-Spule

(K. Bergstedt)

Die Ziele dieses Experimentes sind es, ein stationäres und zylindersymmetrisches Wasserstoffplasma zu erzeugen und das Verhalten eines Heliumbogens grosser Länge zu beobachten.

In den früher untersuchten Anordnungen mit 60 cm langen Feldspulen konnten zwar stationäre und in guter Näherung zylindersymmetrische Heliumplasmen untersucht werden, jedoch waren die Wasserstoffplasmen instationär. Als Grund dafür wurde angenommen, dass die beobachtete, zum angelegten Magnetfeld parallele Plasmaabströmung durch radialen Materiezuffluss senkrecht zum Magnetfeld im Heliumfalle stationär ausgeglichen werden kann, dagegen im Wasserstoff-Falle nicht. In hinreichend langen Anordnungen sollte dann auch das Wasserstoffplasma stationär sein. Daher wurden Wasserstoffplasmen in einer 3 m langen und anschliessend in einer 1,5 m langen Feldspule betrachtet.

In der 3 m langen Anordnung können stationäre Wasserstoff- und Heliumplasmen erzeugt werden. Dagegen gelingt es in der 1,5 m langen Eieruhr nicht, ein über die ganze Länge stationäres Wasserstoffplasma herzustellen. Alle diese Plasmen sind nicht zylindersymmetrisch. Dieser Befund steht im Einklang mit dem inzwischen von O. Klüber /25/ aufgrund von Potentialmessungen an einem 60 cm langen Heliumplasma erhaltenen Ergebnis, dass der Plasmastrom in dieser kurzen Anordnung im wesentlichen in der die Quarztrichter tangierenden magnetischen Flussröhre fliesst. Die Plasmaaufheizung durch den Strom erfolgt dann praktisch nur in dieser Zone. In unserer jetzt bedeutend längeren Anordnung kann dagegen ein beträchtlicher Teil des Stromes die ausgezeichnete Flussröhre verlassen, sodass Ohm'sche Heizung jetzt auch ausserhalb stattfindet. Das führt zu einer Aufweitung des Plasmaschlauches im Mittelteil der Spule, so dass das Plasma nicht zylindersymmetrisch ist. Somit ist eine Bestimmung der Elektronendichteverteilung mit Hilfe des Faradayeffektes in diesen langen Anordnungen nicht möglich. Die Folge ist, dass die Bestimmung der Achsentemperatur aus Messungen der Kontinuumsintensität, bei der die Kenntnis der radialen Dichteverteilung vorausgesetzt wird, ebenfalls entfällt.

Drehspiegelaufnahmen der instationären Wasserstoff- und Deuteriumplasmen zeigen, dass (a) die lokalen zeitlichen Schwankungen im Wasserstoffplasma mit höherer Frequenz erfolgen als im Deuteriumplasma mit gleichen Werten von Fülldruck, Strom und Magnetfeld, (b) die Instationaritäten im Lichte der  $H_{\beta}$ -Linie und des Kontinuums gleiche Strukturen haben. Dieser Befund beweist, dass es sich bei den Instationaritäten um Dichteschwankungen handelt. Eine einheitliche Interpretation aller beobachteten Formen von Instationaritäten erscheint nicht möglich.

Die Spektren von Helium- und Wasserstoffplasmen zeigen charakteristische Unterschiede. Während HeI-Linien auch ausserhalb des Entladungskanals aus Bereichen kleiner Elektronendichte emittiert werden, ist die Emission von H-Linien aus diesen Zonen verschwindend gering. Spektren im Vakuum-UV-Bereich zeigen nun, dass keinerlei Emission des Plasmas im Frequenzbereich der "Resonanzkontinua" von He und H erfolgt. Im Einklang damit ergeben Berechnungen mit den bekannten Photoionisationsquerschnitten bei den vorliegenden Teilchendichten, dass die Photonen im Bereich der Seriergrenze der "Resonanzkontinua" eine mittlere freie Weglänge von knapp 1 cm haben. Es kommt demnach zur Photoionisation. Bei der anschliessenden Rekombination werden im Falle von He zunächst hochangeregte Zustände besetzt, und die beobachtete Emission von Spektrallinien im sichtbaren Spektralbereich erfolgt durch Strahlungskaskaden. Dagegen werden die  $H_2$ -Moleküle im Neutralgasmantel wahrscheinlich überwiegend zu  $H_2^+$ -Molekülen ionisiert. Diese können entweder direkt ( $H_2^+ + e \rightarrow H_2$ ) oder dissoziativ ( $H_2^+ + e \rightarrow H + H \rightarrow H_2$ ) rekombinieren.

### 1.2.3 Gekrümmte Eieruhr

(G. Venus)

Die Bemühungen an der gekrümmten Eieruhr konzentrierten sich darauf, das Strömungsprofil in einer Ebene senkrecht zur Entladungssachse zu bestimmen. Aus der Dopplerverschiebung einer Verunreinigungslinie (CIII-Linie,  $\lambda = 5695 \text{ \AA}$ ) ergaben sich Geschwindigkeiten in der Grössenordnung  $10^6 \text{ cm/sec}$  (Schallgeschwindigkeit) in der Mitte des Entladungskanals. Das Strömungsfeld hängt empfindlich von der relativen Lage von Entladungsgefäss und Magnetfeldspule ab und lässt sich mit der angewandten Methode nicht bestimmen. Die Versuche wurden deshalb abgebrochen.

### 1.2.4 Messung der Elektronendichte in einer linearen Eieruhr

(G. Venus)

An einer linearen Eieruhr (maximal erreichbares Magnetfeld 100 kG) soll mit Hilfe des Faradayeffektes die Elektronendichte eines Wasserstoffplasmas gemessen werden. Die Entladungsanordnung und Messeinrichtungen wurden aufgebaut. Einige Vorversuche wurden durchgeführt. Dabei zeigt es sich, dass es schwer ist, ein stationäres rotationssymmetrisches Plasma im Wasserstoff zu erhalten. Es wurden deshalb He- $H_2$ - und He- $D_2$ -Mischungen untersucht. Gemische bis ca. 50 %  $H_2$ - oder  $D_2$ -Anteil erwiesen sich für weitere Untersuchungen geeignet.

## 2. Plasmaerzeugung durch Laserstrahlung

(S. Witkowski)

Die Gruppe untersucht die Erzeugung und Expansion eines Wasserstoff- bzw. Deuteriumplasmas durch Bestrahlung dieser Stoffe im festen Zustand mit Riesenimpulslasern. Es stehen zwei 2-stufige Rubinlaser mit jeweils einigen hundert Megawatt Leistung zur Verfügung. Zu jedem Laser gehört eine Vakuumexperimentierkammer mit einer Kryoeinrichtung, die die Herstellung von Targets aus festem Wasserstoff oder Deuterium entweder in der Form dünner, freitragender Scheibchen oder kleiner, freifallender Teilchen ermöglicht. Die theoretischen und experimentellen Untersuchungen zur Aufheizung von Scheibchen aus festem Wasserstoff durch Laserlicht wurden fortgesetzt. Ergänzende Messungen an Deuterium zeigen, dass sich das für Wasserstoff entwickelte Modell auf Deuterium übertragen lässt.

### 2.1. Herstellung kleiner Teilchen aus festem Wasserstoff

(H. Krause, P. Sachsenmaier, H. Salzmann, R. Sigel)

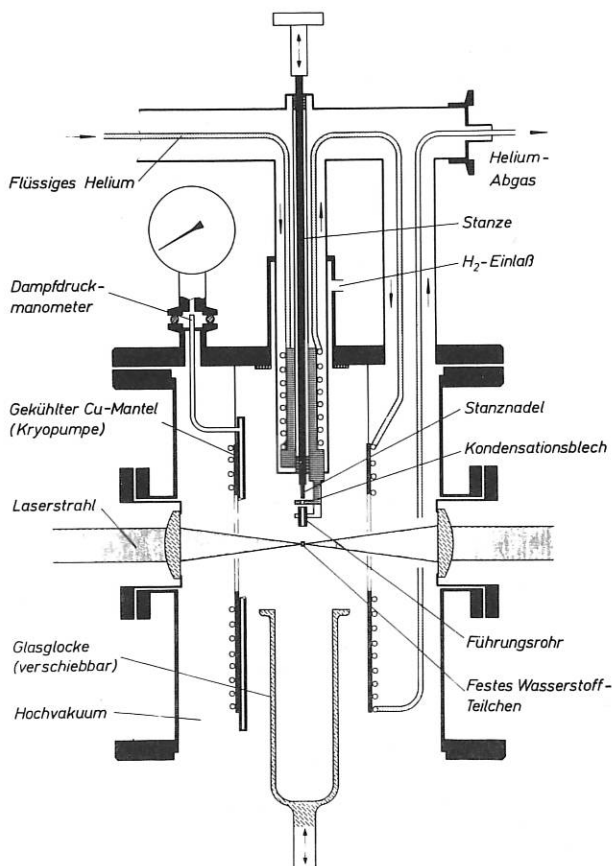


Abb. 3: Stanzapparatur

Ein heisses, nahezu isotrop expandierendes Wasserstoffplasma lässt sich im Vakuum durch vollständige Verdampfung eines kleinen Teilchens aus festem Wasserstoff erzeugen. Bei einer Laserleistung von einigen hundert Megawatt darf das Teilchen nicht grösser als etwa  $100\ \mu$  sein. Eine Apparatur, mit der derart kleine Teilchen hergestellt werden können, ist in Abb. 3 dargestellt. Es handelt sich dabei im Prinzip um eine Stanze für festen Wasserstoff. Zur Herstellung eines Teilchens wird die Glasglocke nach oben geschoben und mit Wasserstoffgas gefüllt. Während der Abkühlung, die durch flüssiges Helium erfolgt, füllt sich die Bohrung in der Kondensationsfläche mit flüssigem Wasserstoff. Sobald dieser gefroren ist, wird die Glasglocke nach unten weggezogen. Das in der Bohrung befindliche "Wasserstoffeis" wird mit Hilfe des Stempels (Durchmesser von Bohrung und Stempel je  $0,1\ \text{mm}$ ) in ein Führungsröhrchen geschoben. Das Wasserstoffteilchen tritt mit einer Geschwindigkeit von ungefähr  $6\ \text{m/sec}$  nach unten aus. Durchmesser und Länge der zylindrischen Teilchen liegen im Bereich von  $50 - 80\ \mu$ . Mit der Apparatur kann die Wechselwirkung der Teilchen mit dem fokussierten Laserstrahl in nicht allzugrosser

Entfernung (ca.  $10\ \text{mm}$ ) vom unteren Ende des Führungsröhrches untersucht werden.

## 2.2. Temperaturmessung an einem lasererzeugten Plasma

(K. Hohla)

Im Falle lokalen thermodynamischen Gleichgewichts gilt das Kirchhoff'sche Gesetz  $\epsilon_{\nu} / \alpha_{\nu} = B_{\nu}$  ( $\epsilon_{\nu}$ ,  $\alpha_{\nu}$  = Emissions- bzw. Absorptionskoeffizient,  $B_{\nu}$  = Kirchhoff-Planck-Funktion). Für die Emission einer homogenen Plasmaschicht der Temperatur  $T$  und der Dicke  $\ell$  folgt aus der Strahlungstransportgleichung  $I_{\nu} = B_{\nu}(T) (1 - e^{-\alpha_{\nu} \ell})$ . Aus einer Messung von  $I_{\nu}$  und  $e^{-\alpha_{\nu} \ell}$  kann  $B_{\nu}(T)$  und damit die Temperatur des Plasmas bestimmt werden. In der Anordnung nach Abb. 4 durchstrahlt ein Teil des Hauptstrahls das von diesem Strahl erzeugte Plasma. Die Absorption im Plasma wird zeitaufgelöst aus dem Verhältnis der Signale der Fotozellen 1 und 2 bestimmt. Die Emission  $I_{\nu}$  der durchstrahlten Plasmasäule in der Nähe der Laserfrequenz wird mit einem Photomultiplier gemessen. Zur Absoluteichung des Photomultipliers wird an die Stelle des Plasmas eine Wolframbandlampe gebracht. Die Verwendung eines Laserstrahls erlaubt es, bei der Messung der Absorption die Eigenstrahlung des Plasmas zu vernachlässigen. Da der Meßstrahl im Plasma fokussiert wird, ergibt sich eine sehr gute Raumauflösung. In einer vorläufigen Anordnung wurde als Target ein Perlonfaden verwendet.

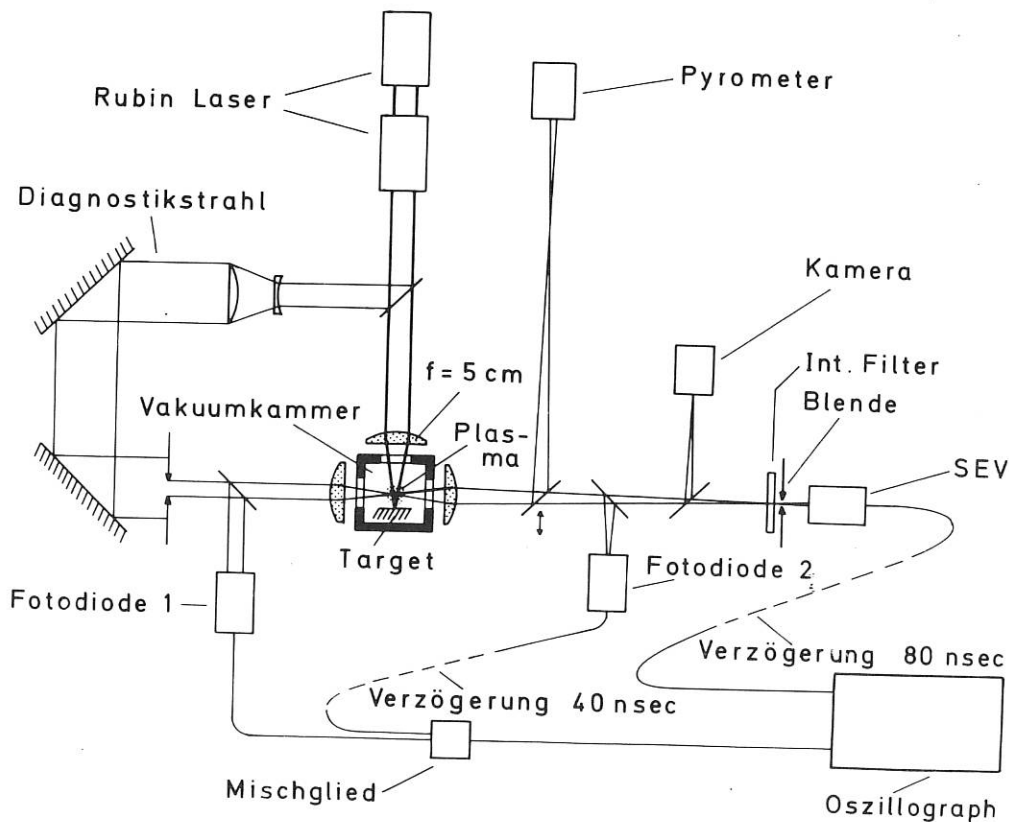


Abb. 4: Prinzipbild der Anordnung zur Temperaturmessung an einem lasererzeugten Plasma

### 2.3 Optische Diagnostik mit Subnanosekunden-Laserimpulsen

(H. Salzmann)

Die kurze Dauer eines Laser-Riesenimpulses (Größenordnung 10 nsec) erfordert zum Studium der Vorgänge während der Plasmaerzeugung (z.B. durch Interferometrie) eine vergleichsweise kurze Belichtungszeit. Als geeignete Lichtquelle wurde ein mode-locked Rubinlaser aufgebaut und erprobt. Er emittiert Impulszüge, bestehend aus ca. 20 Einzelimpulsen (Zeitdauer  $\approx 10^{-9}$  sec) im Zeitabstand von 12 nsec (doppelte Laufzeit im Resonator). Es sind Versuche im Gange, diesen Laser mit dem plasmaerzeugenden Laser zu synchronisieren und mit Hilfe eines schnellen optischen Schalters, bestehend aus einer lasergetriggerten Funkenstrecke und einer Kerrzelle, einen einzelnen Lichtimpuls aus dem Impulszug herauszuschneiden.

Zur Untersuchung der Homogenität optischer Komponenten wurde ein Verfahren mit einem modifizierten Ronchi-Interferometer entwickelt. Es zeichnet sich unter anderem dadurch aus, dass es unkritisch bezüglich Justierung und Stabilität ist. Das zu untersuchende Objekt wird von einem über den Querschnitt kohärenten Parallel-Lichtbündel (z.B. aufgeweiteter Monomode He-Ne-Laserstrahl) durchstrahlt. Das Objekt befindet sich dabei in einer Hälfte des Lichtbündelquerschnittes (Abb. 5). Die gut korrigierte Optik L bildet das Objekt in die Filmebene ab. Als Strahlteiler dient ein Gitter. Dieses spaltet das Lichtbündel in Teilbündel auf, so dass in der Bildebene viele Einzelbilder des Objekts entstehen. Bei passender Wahl der Gitterfrequenz überlagert sich in der Bildebene jeweils die Hälfte des Lichtbündels, mit der das Objekt durchstrahlt wurde, mit der ungestörten Hälfte. Das Überlappungsgebiet ist von Interferenzstreifen durchzogen.

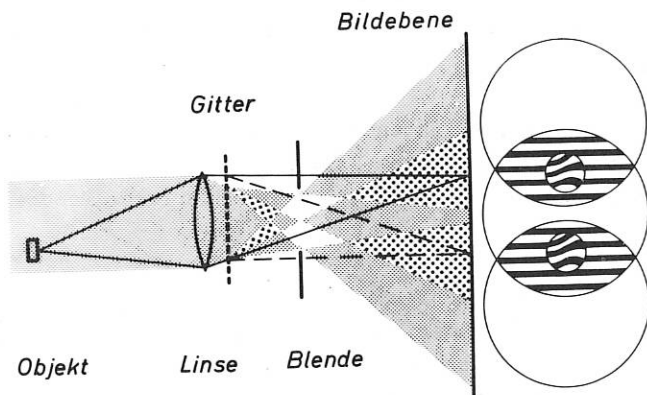


Abb. 5: Ronchi-Interferometer

In Abb. 6 ist das Interferogramm eines Verneuil-Rubins mittlerer Qualität wiedergegeben:

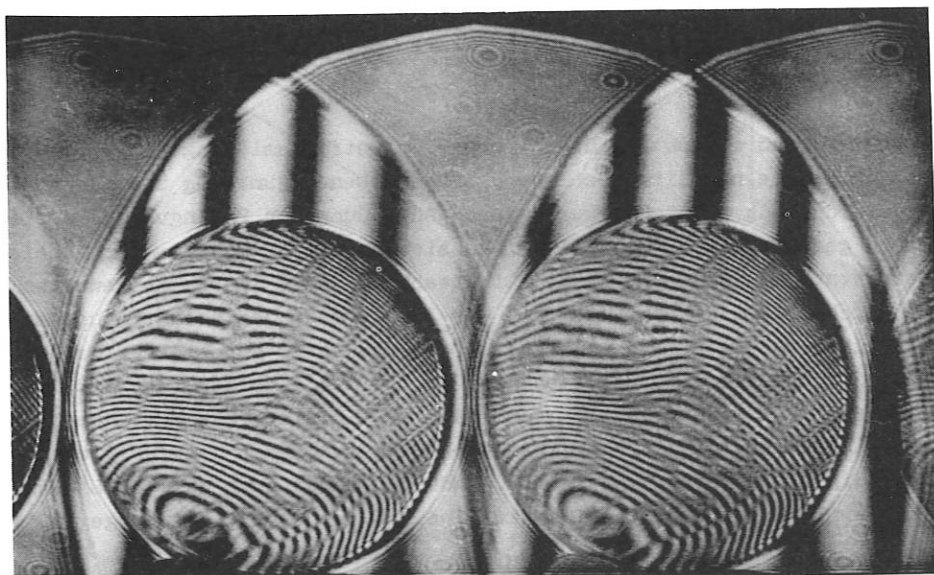


Abb. 6: Interferogramm eines Rubinstabes



## 2.4. Nichtlineare Kräfte bei Laser-Plasma-Wechselwirkung

(H. Hora)

Wenn sich Laserlicht in einem inhomogenen stossfreien Plasma ausbreitet, wirken Kräfte auf das Plasma, die nach kleinerer Dichte gerichtet sind, wie zusammen mit D. Pfirsch und A. Schlüter festgestellt wurde. Für ein Plasma mit Stössen ergab sich diese Kraft ganz allgemein auf der Basis der Lorentz'schen Theorie aus einer Bewegungsgleichung für ein Plasma, wo neben gasdynamischen Drücken nichtlineare Ausdrücke für die Feldstärken  $\underline{E}$  und  $\underline{H}$  des elektromagnetischen Feldes hinzukamen.

In diesem Zusammenhang wurden folgende Probleme untersucht:

- a) Zur Sicherstellung der Unabhängigkeit der Theorie von der WBK-Näherung wurden die strengen Lösungen der Maxwellgleichungen für den Fall eines Rayleighschen Verlaufes der Elektronendichte für ein stossfreies Plasma berechnet und damit die nichtlinearen Kräfte bestimmt. Der Faktor für eine Überhöhung des Strahlungsdruckes war z. B. höher als 20, wenn die inhomogene Übergangszone vom Vakuum bis zu einem knapp unter cut-off-dichten Plasma 15 Vakuumwellenlängen tief war.
- b) Die von Kaw untersuchten strengen Lösungen mit linearem Dichteanstieg lassen sich für Plasmen mit sehr steilem Anstieg der Brechzahl anwenden (in welchem Fall die WBK-Näherung nicht mehr gilt). Es wurde gefunden, dass die nichtlineare Kraft dann mit immer steilerem Brechzahlanstieg gegen Unendlich geht.
- c) Die Mindestintensität  $I^*$ , von der ab die nichtlineare Beschleunigung dominiert, wurde numerisch für die Fälle von Rubin-Neodymglas und  $\text{CO}_2$ -Laser numerisch bestimmt, wobei die für die Brechzahl notwendige Elektronenenergie (bestehend aus thermischer und kohärenter Bewegung) durch Iteration erhalten wurde. (Mitarbeiter am Computer: Herr Erich Müller).
- d) Für dünne Plasmen ( $\omega_p \ll \omega$ ) sind die nichtlinearen Absorptionskoeffizienten bei hoher Lichtintensität aus den Wirkungsquerschnitten der Bremsstrahlungstheorie berechnet worden, wobei Rand<sup>1)</sup> eine Abhängigkeit von der Intensität  $\sim I^{-3/2}$ , Hughes und Nicholson-Florence<sup>2)</sup> jedoch  $\sim I^{-1/2}$  gefunden haben. Auf der Basis von Stössen im Plasma wurde ein  $I^{-3/2}$ -Gesetz gefunden, womit das Ergebnis von Rand unterstrichen wurde. Das Verhältnis der Absorptionskonstanten war gleich eins, wenn man von Faktoren nahe eins absieht, wie dem Coulomb-Logarithmus, Gaunzfaktor etc.
- e) Ausgehend von der Theorie von Schlüter<sup>3)</sup>, dass Selbstfokussierung eines Lichtbündels in einem Plasma durch die nichtlineare laterale Plasmabeschleunigung und Kompensation durch axiale Plasmaverdünnung entsteht, wurde durch Anwendung von Bedingungen für Beugung und Totalreflexion gefunden, dass die Selbstfokussierung bei so geringen Laserleistungen wie etwa 1 MW einsetzt. Die Temperatur- und Dichteabhängigkeit wurde ausgewertet und erfährt nach kleinen Dichten die Begrenzung, dass der Durchmesser des selbstfokussierten Bündels viel grösser als die Debye-Länge sein muss. Der endgültige Durchmesser des Bündels wurde berechnet. Seine schwache Temperaturabhängigkeit ( $T^{-1/4}$ ) erlaubt den Vergleich des für 3 MW berechneten Durchmessers von  $1,4 \mu$  mit den etwa gleichgross gemessenen Werten von Korobkin und Alcock. Die Selbstfokussierung erzeugt im Bündel die für die nichtlinearen Effekte notwendige Lichtintensität  $I \geq I^*$ . Dadurch könnte auch die von Linlor beobachtete Gruppe schneller Ionen, die mit einigen keV Energie dem Laserlicht entgegenfliegt, erklärt werden.

1) S. Rand, Phys. Rev. 136, B 231 (1964)

2) T.B. Hughes und M.B. Nicholson-Florence, J. Phys. 1A, 588 (1968)

3) A. Schlüter, Plasma Physics 10, 471 (1968)

### 3. Kurzzeit-MHD-Generator

(H. Muntenbruch)

Am Anfang dieses Jahres wurden Planungsarbeiten für einen Verbrennungs-MHD-Generator (s. Abb. 7) begonnen, der kurzzeitig (10 sec) eine elektrische Leistung von 10 MW abgeben soll. Die Interessen des IPP konzentrieren sich dabei im wesentlichen auf den Generatorkanal und den ihn umgebenden Magneten sowie auf die Probleme der Auskoppelung und Weitergabe der elektrischen Energie. Die Konzeption und den Bau des Brennsystems zur Plasmaerzeugung hat die Maschinenfabrik Augsburg-Nürnberg (M.A.N.) übernommen.

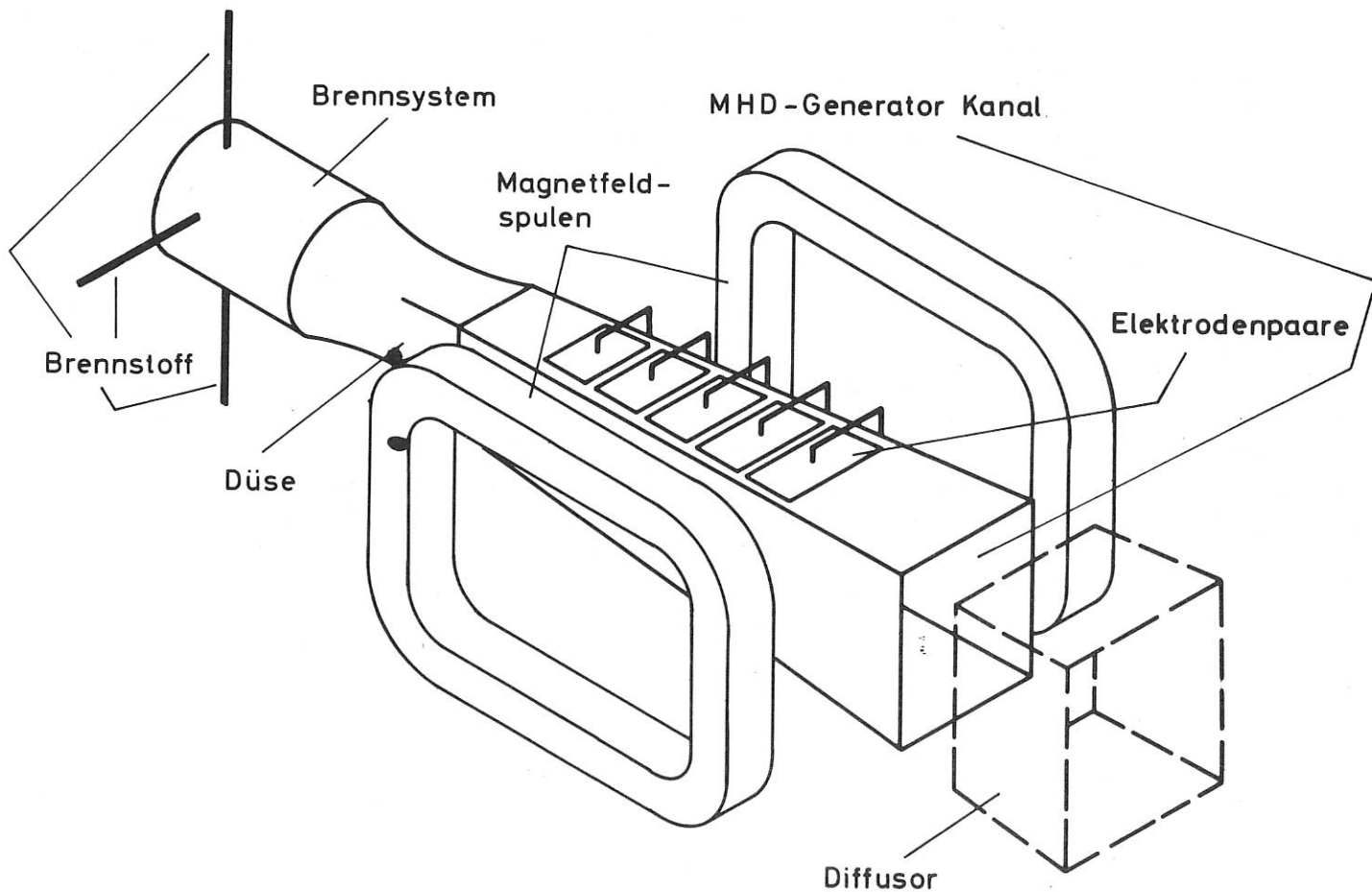


Abb. 7: Prinzipskizze eines MHD-Generators

Die Planungsarbeiten der Arbeitsgemeinschaft M.A.N. - IPP führten im April zur Abgabe eines Angebotes über den Bau eines 10 MW/10 sec MHD-Generators an das Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung, das nach Festlegung aller Bedingungen am Ende des Jahres Sondermittel bewilligte. In einer ersten Phase von 1 1/2 Jahren sollen die baureifen Unterlagen für den Prototyp eines solchen Generators erstellt werden. Dies schliesst neben Berechnungen und Konstruktionsarbeiten auch Experimente mit einem Versuchsgenerator ein. Mitte des Jahres liefen im IPP die theoretischen, technischen und experimentellen Vorarbeiten für das Projekt an.

### 3.1. Theoretische Arbeiten

(J. Raeder)

Die bei M.A.N. gefertigten Brennsysteme werden ein Plasma mit vorgegebenem Druck  $p$  und vorgegebener Temperatur  $T$  liefern. Deshalb begannen die Arbeiten im IPP mit der Berechnung der Zusammensetzung der Verbrennungsgase als Funktion von  $p$  und  $T$  (im Gleichgewicht). Die Ergebnisse dieser Untersuchungen bildeten die Grundlage für die Bestimmung der thermodynamischen Grössen und der Transportkoeffizienten, die für die Berechnung der Strömung im Generatorkanal benötigt werden. Schliesslich wurde ein Rechenprogramm aufgestellt, mit dem die drei Komponenten des Leitfähigkeitstensors für Verbrennungsplasmen im Magnetfeld bestimmt werden können.

### 3.2. Experimentelle Vorarbeiten

(G. Zankl)

Die ersten Experimente konzentrierten sich auf die Entwicklung von Methoden zur Messung von Leitfähigkeit und Temperatur der Plasmen mit genügendem räumlichen und zeitlichen Auflösungsvermögen. Für die Leitfähigkeitsmessungen (Potentialmessungen) stand bei M.A.N. ein kleines Brennsystem zur Verfügung, an das ein 20 cm langer Messkanal mit einem Innendurchmesser von ca. 3 cm angeschlossen wurde. Die voneinander isolierten Kohle- bzw. Kupferscheiben, die als Paket den Kanal bildeten, dienten gleichzeitig als Potentialsonden.

Temperaturmessungen mit Hilfe der Linienumkehrmethode wurden an einem Argon-Kalium-Plasma in einem MHD-Kanal der Edelgas-MHD-Gruppe durchgeführt. Bisher konnte eine Zeitauflösung im Hundertstelsekundenbereich erzielt werden.

### 3.3. Technische Vorarbeiten

Als Versuchsgenerator ist ein System mit einem Kanal von ca. 50 bis 100 cm Länge und ca. 100 cm<sup>2</sup> Querschnitt in einem 50 kG-Magnetfeld vorgesehen. Damit unterschiedliche Messmethoden angewandt werden können, soll der Kanal auch im Magneten relativ frei zugänglich sein. Deshalb wurde in Zusammenarbeit mit der Kurzzeit-MHD-Gruppe von der Gruppe Magnetfeldtechnik ein konventioneller Sattelspulenmagnet entworfen, der der Energieversorgung im IPP angepasst ist. In einem freien Innenraum von 20 x 20 x 100 cm<sup>3</sup> beträgt das Magnetfeld ca. 50 kG, wobei in einem kleineren

Volumen von  $7 \times 7 \times 50 \text{ cm}^3$  die Abweichungen von der Homogenität des Feldes kleiner als 5 % sind. Der Magnet kann mit Wasser oder flüssigem Stickstoff gekühlt werden. Bei  $-100 \text{ }^\circ\text{C}$  Spulentemperatur kann bei einem Leistungsbedarf von 7 MW ein Magnetfeld von 50 kG mit den Energieversorgungs-einrichtungen des IPP für 3 sec aufrechterhalten werden. Für die Experimente hat das Baureferat des IPP ein Labor in enger Zusammenarbeit mit der Kurzzeit-MHD-Gruppe geplant. Mit der Fertigstellung wird Anfang 1970 gerechnet.

#### 4. Stosswellenexperimente

(H. Muntenbruch)

Die Experimente dienen nach wie vor dem Studium der Wechselwirkung zwischen der Plasmaströmung hinter schnellen Stosswellen (in einem konventionellen Stossrohr) und starken Quermagnetfeldern in einer Faraday-MHD-Generator-ähnlichen Anordnung. Abb. 8 gibt das Prinzip der experimentellen Anordnung wieder. Mit fotografischen, spektroskopischen und interferometrischen Methoden wurde das Verhalten der Plasmaströmung experimentell untersucht. Parallel dazu liefen theoretische Arbeiten.

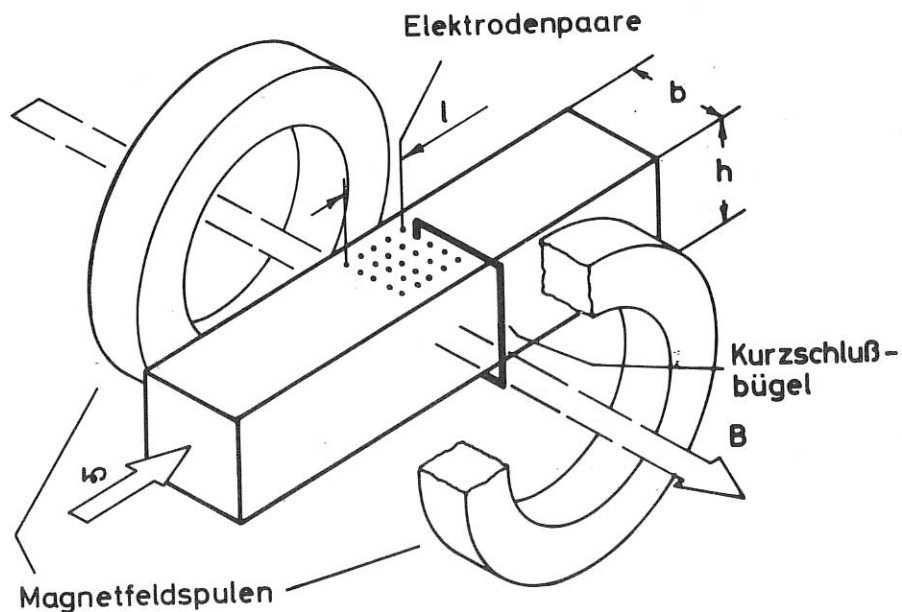


Abb. 8: Prinzipskizze zum Wechselwirkungsexperiment

#### 4.1. Theoretische Arbeiten

(F. Sardei)

Die Untersuchungen schliessen sich an die Behandlung des stationären Grenzfalles der Wechselwirkung durch E. Rebhan an. Jetzt werden auch die nichtstationären Phänomene erfasst. Das benutzte Modell ist dabei den experimentellen Gegebenheiten möglichst gut angepasst. Insbesondere wurde der Verlauf der Stromdichte, der u. a. durch Grenzschichten an den Elektroden und durch Relaxationsphänomene bestimmt wird, den Messungen entnommen und in den Rechnungen berücksichtigt. Der Einfluss des induzierten Magnetfeldes wurde vernachlässigt (kleine magnetische Reynoldzahl). Der Vergleich erster Rechenergebnisse mit entsprechenden Experimenten bildet den Inhalt einer Veröffentlichung. Auch die Wirkung äusserer Spannungen an den Elektroden auf die Wechselwirkung wurde in die Untersuchungen einbezogen.

Die mathematische Behandlung mit Hilfe eines Charakteristikenverfahrens wurde auf Gebiete ausserhalb des eigentlichen Wechselwirkungsbereiches ausgedehnt, wo vor allem bei sehr starker Wechselwirkung erhebliche Änderungen der Plasmaströmung zu erwarten waren. Das numerische Verfahren konvergiert auch in Gebieten mit starken Gradienten der Strömungsparameter und sogar in unmittelbarer Nähe der Stossfronten, wo von anderen Autoren künstliche Viskositäten eingeführt wurden. Die Entwicklung eines Differenzenverfahrens 2. Ordnung und die Einführung von Zwischencharakteristiken erhöhten die Rechengenauigkeit wesentlich und reduzierten die Rechenzeiten um den Faktor 20.

#### 4.2. Experimentelle Untersuchungen

(H. Klingenberg, K. Sobra<sup>+</sup>), K. Willeke, W. Zimmermann)

Das Studium der Wechselwirkung bei relativ kleinen Magnetfeldern (6,8 kG) wurde abgeschlossen. Da sich die getrennte Messung von Elektronen- und Massendichte mit 2-Wellenlängen-Interferometrie als ziemlich ungenau erwies, wurde die Elektronendichte auch spektroskopisch gemessen. Der Vergleich der Messungen mit Rechenergebnissen zeigte erhebliche Diskrepanzen auf, deren Ursachen bei stärkerer Wechselwirkung (grösserem Magnetfeld) deutlich erkennbar sein sollten. Für solche Untersuchungen wurde ein Interferometer gebaut (s.u.). Gleichzeitig wurden schon bei 21,5 kG die spektroskopischen Elektronendichtemessungen durchgeführt. Diese deuten auf Inhomogenitäten und Asymmetrien der Elektronendichte im Kanalquerschnitt hin.

---

<sup>+</sup>) als Gast von der TH Prag

#### 4.3. Relaxationsphänomene hinter reflektierten Stosswellen

(W. Zimmermann)

In Schmierfotografien war die im Magnetfeld reflektierte Stossfront immer nur als verwaschene Leuchterscheinung zu erkennen. Mit Hilfe der spektroskopischen Elektronendichtemessungen konnte bei 21,5 kG nachgewiesen werden, dass das Leuchten mit einer Ionisationsfront verbunden ist, die stromaufwärts aus dem Wechselwirkungsbereich herausläuft. Der langsame Anstieg der Elektronendichte wies dabei auf Relaxation hin. Der zeitliche Anstieg der Elektronendichte hinter der reflektierten Stossfront wurde auch berechnet. Spektroskopische Messungen und die Rechnungen ergaben ähnliche Verläufe von  $n_e$ .

#### 4.4. Technische Probleme

Für interferometrische Untersuchungen der Wechselwirkung bei starken Magnetfeldern wurde von der Abt. Technik in enger Zusammenarbeit mit der Stosswellengruppe ein Mach-Zehnder-Interferometer aus unmagnetischen Materialien konstruiert. Bei seiner Inbetriebnahme wurde eine Reihe von Problemen sichtbar, die vor allem mit einer Schwingungsresonanz des Instrumentes bei etwa 50 Hz (die mit der Frequenz des Ripples auf dem Magnetfeld übereinstimmt) und mit der Federung des Gerätes zusammenhängen.

Bei Relaxationsmessungen spielt die Reinheit der Arbeitsgase eine wesentliche Rolle. Sie wird durch das Lüften des Stossrohres beim Membranwechsel und durch abgerissene Partikel der Membranen beeinträchtigt. Deshalb wurden Experimente zur Entwicklung eines membranlosen konventionellen Stosswellenrohres durchgeführt. Der Öffnungsvorgang des ventilartigen Kolbenverschlusses wurde im Detail mit Hilfe eines Mikrowelleninterferometers studiert. Das als Modell benutzte Stosswellenrohr mit 3 cm Durchmesser funktioniert zufriedenstellend.

### 5. Edelgas-MHD-Generatoren

(G. Brederlow, M. Salvat)

#### 5.1. Puls-MHD-Generator (PUMA)

(G. Brederlow<sup>+</sup>), H. Zinko, M. Salvat)

Die Untersuchungen an Edelgas-Alkali MHD-Generatoren wurden bisher bei einem statischen Druck im Bereich von 1 atm durchgeführt. Sollen die Betriebsbedingungen den Erfordernissen der Kernreaktoren angepasst werden, dann sind jedoch Arbeitsdrucke von mindestens 10 atm notwendig. Aus diesem Grunde wurde der Bau einer MHD-Generatoranlage begonnen, die bei einem maximalen Druck von  $p = 20$  atm betrieben werden soll.

---

<sup>+</sup>) vom 1.4. - 30.9.69 Gastaufenthalt an der Stanford University, USA

Der Gasdurchsatz in diesem Generator wird 0,5 - 2 kg Argon/sec bei einer Gastemperatur von 2000 °K betragen, und es sollen magnetische Induktionen bis zu 5 Tesla erreicht werden. Die extremen Betriebsbedingungen im Generator machen einen Pulsbetrieb der Anlage notwendig (Pulsdauer 3 - 5 sec).

Die Planung für den Bau dieser Anlage konnte abgeschlossen werden. Der Plasmabrenner, mit dem das Argon bei einer Leistungsaufnahme bis zu 2,0 MW aufgeheizt werden soll, wurde bereits entwickelt und fertiggestellt.

## 5.2. Edelgas-Alkali MHD-Generator mit segmentierten Elektroden (GEMA)

(G. Brederlow, H. Zinko)

An dieser Anlage wurde der Einfluss der Ionisationsinstabilitäten auf das Betriebsverhalten und die Struktur der Entladung im Generatorkanal untersucht.

Der Generator wurde mit einem Argon-Kalium-Gemisch bei einer Temperatur von 2000 °K, einem Druck von maximal 1,4 atm und einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von 400 m/sec betrieben. Die magnetische Induktion betrug maximal 5 Tesla. Mittels Sonden wurden die durch die Ionisationsinstabilitäten verursachten Feldstärkefluktuationen, die ein Maß für die Stärke der durch die Instabilitäten verursachten Störungen sind, untersucht. Die Messungen ergaben, dass der relative Einfluss der Instabilitäten zunächst mit zunehmender magnetischer Induktion zunimmt, dann aber ab  $B = 1,4$  Tesla eine Abnahme erfolgt. Ein entsprechendes Verhalten zeigt sich auch im Verlauf der Kurzschlußstromdichte. Bei Berücksichtigung der Elektrodenfälle ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen. Durch eine spezielle Elektrodenanordnung und -form wurden die in anderen MHD-Generatoranlagen auftretenden Kurzschlußströme zwischen benachbarten Elektroden bei Überschreiten einer gewissen Hallfeldstärke vermieden. Es wurde eine maximale Kurzschlußstromdichte von  $10 \text{ Amp/cm}^2$  erreicht, und die maximale Leistungsdichte betrug  $40 \text{ W/cm}^3$ . Die gemessene Leistungsdichte entsprach den unter Berücksichtigung von Ionisationsinstabilitäten und Spannungsverlusten an den Elektroden berechneten Werten.

Weiterhin wurde durch Bildwandleraufnahmen erstmals an einem im stationären Betrieb arbeitenden Generator die bisher nur bei Kurzzeit-MHD-Generatoren (msec-Bereich) gefundene Streifenstruktur ("streamers") nachgewiesen (Abb. 9). Die Natur dieser Entladungsstreifen und der Einfluss von Instabilitäten auf ihre Ausbildung werden gegenwärtig untersucht.



Abb. 9: Bildwandleraufnahme der Entladungsstruktur im Bereich von 6 Elektrodenpaaren in der Ebene senkrecht zu den magnetischen Feldlinien ( $j = 4 \text{ A/cm}^2$ ,  $B = 3 \text{ Tesla}$ , Blz.  $\tau = 5 \text{ /usec}$ ).

### 5.3. Messung der Stromrichtungen in einem simulierten Faraday-MHD-Generator

(J. Burger, G. Brederlow)

Mittels Sondenmessungen wurde die Stromdichteverteilung in einem simulierten Faraday-MHD-Generator bestimmt, der mit einem Argon-Kalium-Plasma betrieben wird (Gastemperatur  $2000^{\circ}\text{K}$ , Gasdruck 1 atü, Kaliumbeimischung 0,3 %). Das Messverfahren beruht darauf, dass bei Kenntnis des Hallparameters  $\beta$  der Winkel  $\theta'$  zwischen den Stromlinien und den Äquipotentiallinien ermittelt werden kann ( $\text{ctg } \theta' = \beta$ ). Der Verlauf der Äquipotentiallinien wurde mit einer beweglichen elektrostatischen Sonde ausgemessen. Für den Hallparameter wurden Literaturwerte verwendet. Ziel dieser Messungen war es, Vergleiche mit berechneten Verteilungen durchführen zu können.

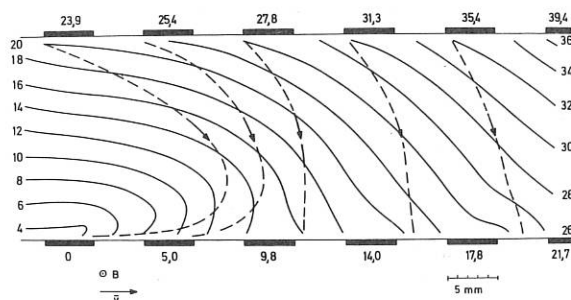


Abb. 10: Strom- und Potentialverteilung im Eingangsbereich des Messkanals ( $\bar{v} = 8^5$  m/sec,  $B = 10$  kG, Elektrodenstrom je 1,5 A).

Abb. 10 zeigt Messergebnisse im Eingangsbereich des Generators. Die Äquipotentiallinien sind im Abstand von je 2 Volt eingezeichnet. Die Strombahnen sind durch gestrichelte Linien dargestellt. Der Einfluss der Relaxations- und Konvektionseffekte auf die Stromverteilung ist deutlich zu erkennen.

Im Bereich des Generatorkanals, in dem periodische Bedingungen vorlagen, zeigte es sich, dass die in der Richtung der Gasströmung fließenden Stromanteile kleiner als die berechneten sind, obwohl in den Rechnungen Relaxations- und Konvektionseffekte berücksichtigt wurden. Diese Abweichungen, die das Betriebsverhalten eines MHD-Generators positiv

beeinflussen, sind darauf zurückzuführen, dass abweichend von den berechneten Verteilungen an der Kathode keine Stromkonzentration auftritt. Dieses Verhalten wird durch den Kathodenmechanismus bewirkt, der in den Berechnungen nicht erfasst werden konnte. Da durch Sondenmessungen auch die Spannungsabfälle im Bereich der Elektroden ermittelt werden konnten, war es möglich, den Kathodenfall in Abhängigkeit von Stromdichte, Magnetfeldstärke und Strömungsgeschwindigkeit zu bestimmen. Es war keine Abhängigkeit des Kathodenfalles von der Magnetfeldstärke festzustellen. Weiterhin wurde die räumliche Verteilung der durch die Ionisationsinstabilitäten hervorgerufenen Feldstärkefluktuationen im Generatorkanal mit einer beweglichen Doppelsonde ausgemessen. Es zeigte sich, dass die die Feldstärkefluktuationen verursachenden Kreisströme sich auf sehr kleine Bereiche beschränken und auch örtlich sehr stark verschieden sein können. Wand- und Elektrodeneffekte sowie Inhomogenitäten in der Stromdichteverteilung haben praktisch keinen Einfluss auf die Ausbildung der Instabilitäten. Es wurde deshalb auch bestätigt, dass die durch die Ionisationsinstabilitäten bestimmten Effektivwerte der elektrischen Leitfähigkeit und des Hallkoeffizienten, die bisher nur bei sehr homogener Stromdichteverteilung gemessen wurden, auch auf die sehr inhomogene und durch die Elektrodeneffekte beeinflussten Verhältnisse im Generatorkanal übertragen werden können.



#### 5.4. Berechnung des Wirkungsgrades von MHD-Kanälen

(H. Zinko, M. Salvat)

Die Berechnungen wurden mit dem Ziel durchgeführt, die im Falle von Nichtgleichgewichtsionisation auftretenden Ionisationsinstabilitäten bei der Auslegung von MHD-Kanälen zu berücksichtigen. Diese Instabilitäten haben eine Reduzierung der elektrischen Leitfähigkeit und somit der Leistungsdichte zufolge. Um ähnliche Leistungsdichten wie unter Annahme idealer Leitfähigkeit zu erreichen, müssen weitaus stärkere Magnetfelder als bisher angewendet werden. Unter Berücksichtigung weiterer Verluste wie Elektrodenfälle, Segmentierungseffekte, Druck- und Wärmeverlust im MHD-Kanal, erhält man folgende Betriebsdaten für zwei typische Edelgas-Alkali-Gemische für ein 1000 MW (thermisch) Kraftwerk.

	Seedzusatz	Reaktordruck	$\gamma_p$	Machzahl	$\pi$	B [Tesla]
He - Cs	$1 \cdot 10^{-2}$	10	0,6	1	4	10
Ar - K	$2 \cdot 10^{-3}$	40	0,6	1,4	4	10

$\pi$  = Verhältnis zwischen Eingangs- und Ausgangsdruck im Generator

$\gamma_p$  = polytroper Wirkungsgrad des MHD-Generators

Schaltet man diese MHD-Generatoren in einen geschlossenen Kreislauf zwischen Reaktor und nachgeschalteter Gasturbine, so lassen sich Gesamtwirkungsgrade höher als 50 % erzielen. Man kann jedoch auch die Gasturbine druckseitig mittels Wärmetauscher vor den Reaktor und MHD-Generator schalten. In diesem Fall wird der Vorteil kleiner Turbinenabmessung durch grössere Wärmetauscher-Verluste erkauft. Thermodynamische Berechnungen zum Vergleich beider Zyklen sind im Gange.

#### 5.5. Numerische Simulation von Ionisationsinstabilitäten

(L. L. Lengyel)

Die Möglichkeit einer numerischen Simulation der Ionisationsinstabilität, die man in schwach ionisierten MHD-Plasmen findet, wurde untersucht. Ein mathematisches Modell wurde entwickelt, in dem einem anfänglich homogenen und räumlich begrenzten Plasma eine lokale Störung aufgeprägt wird. Die zeitliche Entwicklung der Störung wird bis in den nichtlinearen Bereich numerisch verfolgt. Bei Magnetfeldstärken unter einem bestimmten kritischen Wert verschwindet die Störung aus dem Plasma innerhalb der ersten 50 bis 100  $\mu$ sec. Bei höheren Magnetfeldstärken

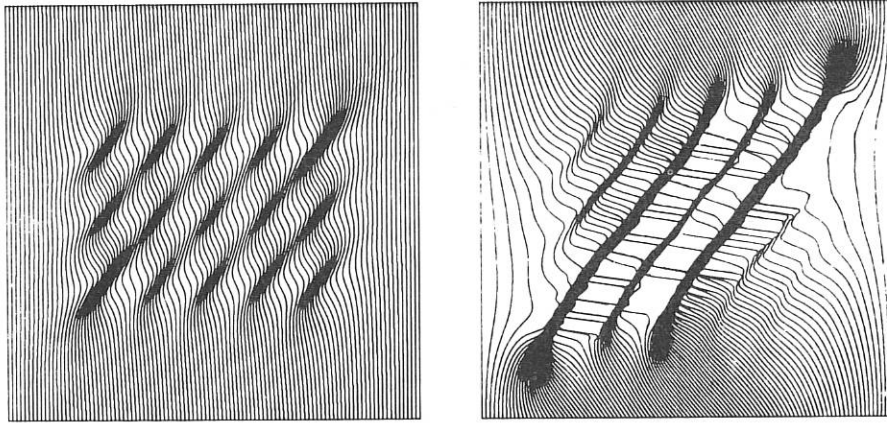


Abb. 11: Stromverteilung in einem instabilen  
Nichtgleichgewichts-MHD-Plasma

entwickeln sich aus der Störung charakteristische Streifen mit hoher und niedriger Stromdichte, Elektronentemperatur, Elektronendichte usw. (s. Abb. 11), die bei Vernachlässigung von Dissipationsvorgängen innerhalb einer kurzen Zeitdauer zu sehr hohen - numerisch nur schwer verfolgbaren - Amplituden führen. Die Berücksichtigung von Dissipationsvorgängen (thermische Leitfähigkeit der Elektronen und Strahlungsaustausch) in dem mathematischen Modell führt zu quasi-stationären Endzuständen, deren Eigenschaften (Richtung, Wellenlänge, Amplitude und Phasengeschwindigkeit der Streifen sowie die Effektiv- und Mittelwerte der Plasmamaparameter) gut mit experimentellen Beobachtungen übereinstimmen.

5.6. Einfluss der Gasgeschwindigkeit und Vorionisation auf aperiodische  
Strom- und Potentialverteilungen in Nichtgleichgewichts-MHD-Plasmen  
(L. L. Lengyel)

Für die Berechnung von stationären Strom- und Potentialverteilungen in MHD-Kanälen bei schwächeren Magnetfeldstärken, d. h. in der Abwesenheit von Ionisationsinstabilitäten, wurde ein zweidimensionales Randwertproblem formuliert. Die übliche Annahme von periodischen Verteilungen, die theoretisch einer sehr grossen Anzahl von Elektrodenpaaren entspricht, wird in diesen Berechnungen nicht benutzt: Eine begrenzte Anzahl von Elektroden (eins bis vier) wird betrachtet, wobei die Elektronendichte am Kanaleintritt vorgeschrieben wird. Die berechneten Feldver-

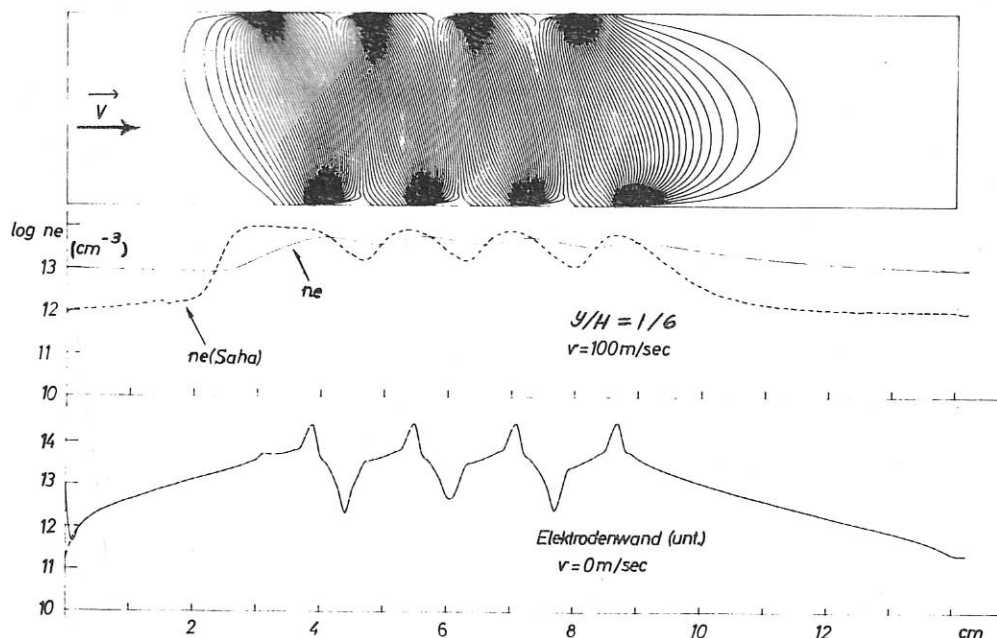


Abb. 12: Stationäre Stromverteilung in einem MHD-Kanal mit Berücksichtigung von Vorionisations- und Relaxationseffekten

teilungen (eine typische Stromverteilung ist in Abb. 12 dargestellt) zeigen, dass in Argon-Kalium-Mischungen die Relaxationseffekte nur die Entladungen zwischen dem ersten und zweiten und dem letzten und vorletzten Elektrodenpaar beeinflussen, bei allen anderen ist die Annahme der Periodizität in guter Näherung erfüllt. Fließt durch jedes Elektrodenpaar der gleiche Strom, so zeigt die Klemmenspannung der einzelnen Elektrodenpaare eine starke Variation, um einen Faktor zwei bis drei, abhängig von dem Grad der Vorionisation und der Größe der Gasgeschwindigkeit.

### 5.7. Experimentelle Untersuchung der Ionisationsinstabilitäten

(W. Riedmüller)

Die experimentelle Untersuchung der Ionisationsinstabilitäten eines Argon-Kalium-Plasmas in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern wurde weitergeführt. Der elektrische Strom wird hier parallel zur Strömungsgeschwindigkeit durch das Gas geschickt. Der Zweck dieser Anordnung ist es, den Einfluss von Instabilitäten auf ein Nichtgleichgewichtsplasma bei möglichst MHD-Generator-ähnlichen Bedingungen zu erfassen, dabei jedoch die in einem Generator auftretenden anderen Verlustmechanismen zu vermeiden.

Um einen besseren Überblick über das Verhalten der Entladung im Quermagnetfeld zu bekommen, wurde ein neuer Messkanal entwickelt, bei dem es möglich ist, durch Verwendung von Quarzglas-seitenwänden nahezu die gesamte Entladungsstrecke zu beobachten.

Es zeigte sich, dass die Entladung im Magnetfeld in Richtung der Lorentzkraft an die Wand gedrückt wird. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die zur Gasgeschwindigkeit senkrechte Lorentzkraft  $j \times B$  wegen der Endverluste nicht vollständig durch einen Druckgradienten kompensiert sein kann und eine Komponente der Gasgeschwindigkeit in  $j \times B$ -Richtung verursacht, die die Entladung durch Konvektion in diese Richtung verschiebt. Diese Deutung konnte mit Hilfe von Druck- und Geschwindigkeitsmessungen experimentell bestätigt werden.

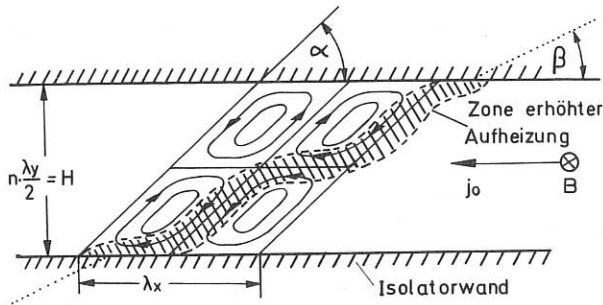


Abb. 13: Struktur der möglichen Zusatzströme und Elektronendichteverteilung ( $n=2$ )

Dieses Verhalten kann erklärt werden, wenn man bei der Berechnung der Stromverteilung (in linearer Näherung) die übliche Annahme ebener Wellen in einem unendlich ausgedehnten Plasma fallen lässt und die Randbedingungen an den Isolatorwänden berücksichtigt. Man kann zeigen, dass nur eine zum ungestörten Strom schräg liegende Struktur von Kreisströmen (Abb. 14) zeitlich anwachsen kann, wobei die Anzahl der Kreisströme quer durch den Kanal genau zwischen die Isolatorwände passen muss. Die bei gegebenem Magnetfeld maximal mögliche Anzahl der Perioden in der stufenförmigen Struktur der Elektronendichteverteilung (s. Abb. 14) ebenso wie die zu erwartende Wellenlänge stimmt gut mit den experimentellen Beobachtungen überein.

Die Struktur der im Magnetfeld sich ausbildenden Elektronendichte-Inhomogenitäten wurde mit Hilfe von Bildwandleraufnahmen studiert (Abb. 13). Bei einem Magnetfeld, das nur wenig oberhalb des zur Ausbildung der Inhomogenitäten notwendigen liegt, zeigen sich zunächst nahezu gerade Streifen, die mit wachsendem Hallparameter eine stufenförmige Gestalt annehmen.

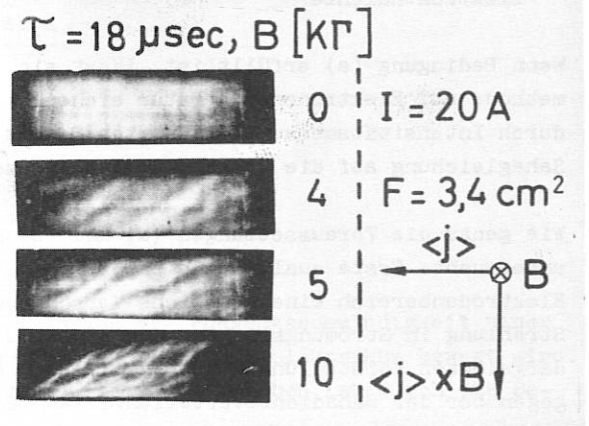


Abb. 14: Bildwandleraufnahmen ( $t = 18 \mu\text{sec}$ ) der Entladung in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern

## 5.8. Relaxationseffekte im Argon-Kalium-Plasma

(G. Dodel)

Zur weiteren Untersuchung von Relaxationseffekten der Elektronendichte in strömenden Argon-Kalium-Plasmen werden Elektronentemperatur- und Elektronendichte-Verteilung an einem simulierten MHD-Generator gleichzeitig bestimmt. Dazu wird eine spektroskopische Methode angewandt, bei der die räumliche Intensitätsverteilung der Kaliumresonanzstrahlung (als Mass für die Elektronentemperatur) zusammen mit der Strahlungsintensitätsverteilung der Übergänge von den

kontinuumsnahen 13 S, 11 D Niveaus nach 4 P (als Mass für die Elektronendichte) bestimmt wird. Es zeigte sich, dass im wesentlichen zwei Voraussetzungen erfüllt sein müssen, um diese Methode anzuwenden:

- a) Die Zahl der Übergänge zwischen dem Resonanzniveau und dem Grundzustand muss sehr viel grösser sein als die zwischen dem Resonanzniveau und höher gelegenen Energieniveaus einschliesslich des Kontinuums. In diesem Fall stellt sich die Besetzungsdichte des Resonanzniveaus jeweils auf Boltzmann-Gleichgewicht mit dem Grundzustand bei der Elektronentemperatur ein (die Resonanzlinie ist "optisch dick!"), und zwar in Zeiten, die klein sind gegen die Relaxationszeit der Elektronendichte.
- b) Die Zahl der Übergänge zwischen den kontinuumsnahen Niveaus und dem Kontinuum muss sehr viel grösser sein als die zu den tief liegenden Energiezuständen. Bei Überwiegen von Stossionisation und Dreierstossrekombination stellt sich dann die Besetzungsdichte der kontinuumsnahen Niveaus jeweils auf Sahagleichgewicht mit den freien Elektronen bei der Elektronentemperatur ein, und zwar in Zeiten, die ebenfalls klein sind gegen die Relaxationszeit der Elektronendichte.

Wenn Bedingung (a) erfüllt ist, lässt sich die Resonanzstrahlungsintensität mit der Umkehrmethode auf Elektronentemperatur eichen. Wenn dann noch Bedingung (b) erfüllt ist, kann aus der durch Intensitätsmessung bestimmten Besetzungsdichte eines kontinuumsnahen Niveaus mittels der Sahagleichung auf die Elektronendichte geschlossen werden.

Wie genau die Voraussetzungen (a) und (b) im vorliegenden Plasma erfüllt sind, wird **gegenwärtig** untersucht. Erste qualitative experimentelle Ergebnisse dazu sind ermutigend. So zeigt sich im Elektrodenbereich eine deutliche Verschiebung der Intensitätsverteilung der 13 S, 11 D - 4 P Strahlung in Strömungsrichtung gegenüber der Resonanzstrahlung, entsprechend den im IPP 3/63 dargelegten Vorstellungen über die Verschiebung der tatsächlichen Elektronendichteverteilung gegenüber der Sahadichteverteilung. Auch das allmähliche "Sich-Aufschaukeln" der Elektronendichte im Bereich des Kanaleingangs ist konsistent mit den gemessenen Intensitätsverteilungen.

#### 5.9. Entladungen in strömendem reinen Argon

(G. Hahn)

Zunächst wurde der Einfluss von Relaxations- und Konvektionseffekten auf das elektrische Verhalten von Entladungen untersucht, die zwischen einer Reihe von Elektrodenpaaren senkrecht zu einer Gasströmung brennen. Bei Strömungsgeschwindigkeiten von etwa 100 m/sec, Drücken von etwa 1 ata und Gastemperaturen von etwa 1500 °K zeigte sich, dass nur die zwei ersten Querentladungen am Kanaleingang wesentlich durch Relaxationseffekte bestimmt waren. Für die übrigen Querentladungen ergaben sich annähernd periodische Verhältnisse. Leichte Verschiebungen der Elektronentemperatur- und Dichtemaxima in Strömungsrichtung wurden auf Konvektionseffekte zurückgeführt. Unter Berücksichtigung dieser Effekte ergab sich, für die elektrische Leitfähigkeit, eine gute Übereinstimmung mit der Theorie.

Die noch nicht abgeschlossenen Experimente im Magnetfeld werden an in Strömungsrichtung brennenden Entladungen vorgenommen und sollen zeigen, in welchem Masse die elektrische Leitfähigkeit durch das Auftreten von Ionisationsinstabilitäten reduziert wird. Die bisherigen Messungen, im Bereich von 0 bis 2 Tesla vorgenommen, lassen sich dahingehend interpretieren, dass bei steigendem Magnetfeld der Hall-Parameter zunächst bis zu einem kritischen Wert ansteigt ( $\beta_{\text{crit}} \approx 1$ ), wobei die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  konstant bleibt. Bei höheren Magnetfeldern treten erwartungsgemäss Fluktuationen im elektrischen Feld auf,  $\beta$  bleibt weitgehend konstant und  $\sigma$  nimmt annähernd umgekehrt proportional zum Magnetfeld ab.

Diese Messungen der effektiven elektrischen Leitfähigkeit werden fortgesetzt für Magnetfelder bis zu 5 Tesla. Die Ergebnisse werden Aufschluss darüber geben, unter welchen Bedingungen ein MHD-Generator funktionieren könnte, der reines Argon als Arbeitsmittel verwendet.

## 6. Wellen im Plasma

(M. Tutter)

### 6.1. Mitführungsexperiment

Unter Mitführung versteht man seit Fresnel (1818) die Änderung der Phasengeschwindigkeit einer in einem Dielektrikum laufenden elektromagnetischen Welle, wenn dieses Dielektrikum bewegt wird. H.A. Lorentz zeigte 1895, dass diese geänderte Phasengeschwindigkeit gegeben ist durch die Beziehung:

$$v_{\text{ph}} = \frac{c}{n} + v \left( 1 - \frac{1}{n^2} + \frac{\omega}{n} \cdot \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (1)$$

wenn die Ausbreitungsrichtung der Welle mit der Bewegungsrichtung des Dielektrikums zusammenfällt. Der Brechungsindex  $n = n(\omega)$  des Dielektrikums und die Kreisfrequenz der Welle sind dabei im Laborsystem gemessen. Mit Hilfe der Relativitätstheorie lässt sich diese Beziehung formal leicht verstehen, nämlich als Näherung 1. Ordnung in  $v/c$  des Geschwindigkeitsadditionsgesetzes, in der höhere Ableitungen von  $n$  nach  $\omega$  vernachlässigt sind. Das Geschwindigkeitsadditionsgesetz:

$$v_{\text{ph}} = \frac{v'_{\text{ph}} + v}{1 + \frac{v v'_{\text{ph}}}{c^2}} \quad (2)$$

( $v'_{\text{ph}}$  bedeutet die Phasengeschwindigkeit der Welle im mitbewegten Bezugssystem) wird aus der Lorentztransformation und der Forderung der Phaseninvarianz hergeleitet und ist daher ein rein kinematischer Zusammenhang. Die Mitführungsbeziehung (1) muss folglich im Rahmen der erwähnten Näherung für beliebige (ungedämpfte) Wellen auf beliebigen Wellenleitern gelten.

Rüchle hat 1963 zuerst festgestellt, dass für elektromagnetische Wellen in einem kalten, unmagnetisierten, stossfreien und homogenen Plasma die Klammer in Gl.(1), also die Mitführung, verschwindet. Allgemein gilt dies für alle Brechungsindices in der Form:

$$n^2 = 1 - \frac{K}{\omega^2} \quad (3)$$

(K eine positive reelle Konstante). Messung der Mitführung an einem bewegten Plasma ist also gleichbedeutend mit Messung der Abweichung des wirklichen Brechungsindex von der idealen Form (3). Zum Beispiel würde die Berücksichtigung des vor Jahren viel diskutierten Lorentztermes in der Plasmadispersion eine starke Abweichung von (3) und somit grosse Mitführung liefern. Dies war auch einer der Gründe zur Aufnahme des Experiments.

Als schnellbewegtes Plasma wurde das mit etwa  $10^7$  cm/sec von Kathode zu Anode strömende Elektronengas einer Niederdruckglimmentladung verwendet. Diese Entladung brannte im Innern eines zylindrischen 3 cm-Wellen-Hohlleiters. Eine in Richtung der Elektronenströmung und eine gleichzeitig in entgegengesetzter Richtung durch das Plasma laufende Mikrowelle wurden nach ihrem Wiederaustritt aus dem Plasma nach Betrag und Phase miteinander verglichen. (Die dafür verwendete Apparatur wurde von uns in /10/ beschrieben.) Bei allen verwendeten Hohlleiterdurchmessern, Entladungslängen, Messfrequenzen und Hohlleitermoden, nämlich  $H_{11}$ ,  $E_{01}$  und  $H_{01}$ , zeigte sich immer nur eine Nichtreziprozität der Phase. Sie wurde als Funktion der mittleren Elektronendichte aufgenommen. Die so erhaltenen Kurven - Abb. 15 zeigt ein Beispiel - lassen sich in

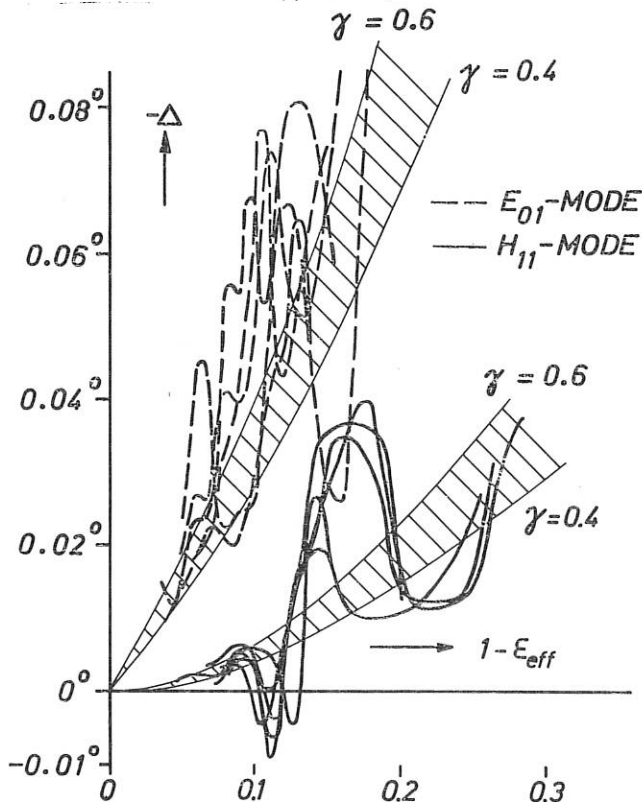


Abb. 15: Mitführung für die  $E_{01}$ - und die  $H_{11}$ -artige Hohlleitermode. Die aufgetragenen Grössen  $\Delta$  und  $1-\epsilon_{eff}$  sind im Text erklärt. Dick ausgezogene (bzw. gestrichelte) Kurven: Messwerte bei verschiedenen Wiederholungen der Messung. Dünn ausgezogene Kurven: Näherungsrechnung mit 2 angenommenen Werten für das Verhältnis  $b/a = 1 + \gamma$ ,  $b$  = Hohlleiterradius,  $a$  = Plasmaradius.

ihrem mittleren Verlauf theoretisch nachbilden (IPP 3/94, 1969), und zwar mit dem einfachen Modell eines homogenen, kalten, stossfreien Plasmazyinders von kleinerem als dem Hohlrohrdurchmesser. Die  $H_{01}$ -Wellenart, bei der die elektrischen Feldlinien Kreise sind, die den Plasmarand nicht schneiden und somit das Plasma nicht polarisieren, erleidet keine Mitführung. Jede Polarisierung des Plasmas bringt eine Eigenfrequenz  $\omega_0$  mit sich und an die Stelle der einfachen Beziehung (3) für den Brechungsindex tritt eine Beziehung etwa folgender Form:

$$n^2 = 1 - \frac{\kappa}{\omega^2 - \omega_0^2} \quad (4)$$

welche nach Gl. (1) Mitführung erzeugt. Im Quantenbild ist der Mechanismus der Mitführung insofern plausibel, als der angeregte Zustand eines resonanzfähigen Gebildes eine endliche Lebensdauer hat, während welcher die Wellenenergie "gespeichert" und so mit der Strömung mittransportiert wird.

Dem mittleren Verlauf der Mitführungskurven sind jedoch ausgeprägte Maxima und Minima überlagert; letztere sind zuweilen so stark, dass sie das Vorzeichen des Effektes umkehren. Ein Beispiel für solches Verhalten zeigen die in Fig. 15 abgebildeten Messkurven für die  $H_{11}$ -artige Hohlleitermode. Der Phasenunterschied  $\Delta = L \cdot (k_z^+ - k_z^-)$  zwischen Fortpflanzung mit - bzw. gegen - die Elektronendrift längs der Entladungsstrecke  $L$  ist gegen eine Grösse aufgetragen, welche die effektive Plasmadichte charakterisiert. Die ist gegeben durch

$$1 - \epsilon_{\text{eff}} = \omega_p^{*2} / \omega^2 = (k_z^2 - k_{z0}^2) / k_0^2 ; k_0 = \omega / c \quad (5)$$

und gibt den Wert von  $\omega_p^2 / \omega^2$  für eine - ersatzweise gedachte - homogene Plasmafüllung an, welche zur selben, in Achsenrichtung gemessenen, Wellenzahl  $k_z$  führen würde. Sie ist leicht nach (5) zu bestimmen, wenn ausser  $k_z$  noch  $k_{z0}$  für den leeren Hohlleiter aus Transmissionsmessungen ermittelt wird. Die Messungen für die rotationssymmetrische  $E_{01}$ -Mode unterscheiden sich in charakteristischer Weise von den ersterwähnten durch einen grösseren Effekt und einen steileren Anstieg bei kleineren Dichten.

Die dünn ausgezogenen Kurven sind das Ergebnis einer näherungsweise Behandlung der Dispersionsgleichung für das oben erwähnte Modell, welche annimmt, dass die radialen Wellenzahlen durch das Plasma nur so wenig geändert werden, dass sich die Gleichung in dieser Abweichung linearisieren lässt. Eine solche Näherung ist nur gültig für  $\omega_p^2 / \omega^2 \ll 1$  und nicht in der Lage, die Verhältnisse bei grösseren Plasmadichten zu beschreiben, wo Oberflächenmoden (auch unter Mitwirkung thermischer Effekte) auftreten können. Die Theorie wurde daher zunächst durch ein Rechenprogramm ergänzt, welches in der Lage ist, für beliebige Werte von  $\omega_p$ ,  $\omega$ ,  $b/a$  Lösungen der Dispersionsgleichungen zu liefern, aus denen die in (1) benötigten Grössen gewonnen werden können. Auf diese Weise soll zunächst untersucht werden, wie die einzelnen Moden gegeneinander abgegrenzt sind und bei welchen Werten der oben erwähnten Parameter Übergänge zwischen ihnen stattfinden.



## 6.2. Die Q-PIG-Entladung: Weitere experimentelle Ergebnisse

(F. Klan)

Die Q-PIG-Entladung hat ihren Namen von der Eigenschaft, unter bestimmten Bedingungen (relativ hoher Druck, niedriges Magnetfeld) ein sehr stabiles und ruhiges (quiescent) Plasma zu erzeugen. Die Elektronendichte dieses Plasmas liegt bei einigen  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , die Elektronentemperatur bei 0,2 eV, während der Neutralgasdruck (Helium) etwa 50mTorr und die Magnetfeldstärke 400 Gauss beträgt. Bei Erniedrigung des Druckes oder Erhöhung des Magnetfeldes geht das Plasma in einen sog. instabilen Zustand über, bei dem - abweichend vom Verhalten vergleichbarer Entladungen - nicht die Dichte, sondern die Elektronentemperatur gestört ist. Diese Instabilität äussert sich in Schwankungen des Floatingpotentials von elektrostatischen Sonden, deren Frequenz (ca. 1 kHz) relativ schwach von den verschiedenen Parametern (Entladungsstrom, Magnetfeld, Gasdruck) abhängt. Hält man diese Parameter konstant, so sind die Signale überaus kohärent und reproduzierbar.

Das beschriebene Phänomen wurde sowohl experimentell als auch theoretisch eingehend untersucht. Das Ergebnis dieser Untersuchungen wurde in einer Dissertation zusammengefasst.

## 6.3. Experimente über Buchsbaum-Hasegawa Resonanzen

(F. Leuterer)

Legt man an eine Plasmasäule von aussen ein elektrisches HF-Feld an, welches senkrecht zu einem statischen Magnetfeld gerichtet ist, so kann man im absorbierten oder auch im reflektierten Signal im Bereich der Harmonischen der Elektronenzyklotronfrequenz Maxima und Minima beobachten, welche von Buchsbaum und Hasegawa<sup>1)</sup> mit der Anregung von Bernsteinwellenresonanzen innerhalb der Plasmasäule erklärt werden. Die bisher von anderen Autoren durchgeführten Experimente hierzu führen zum Teil auf widersprüchliche Ergebnisse und lassen auch noch wesentliche Fragen, z.B. die Frage nach der Koppelung zwischen dem anregenden elektromagnetischen Feld und den Plasmawellen, offen. Wendet man die Dispersionsbeziehung der Bernsteinwellen auf eine inhomogene Plasmasäule an, so sieht man, dass sich die Rückwärts-Bernsteinwellen nur im Innern der Plasmasäule, wo die Dichte  $\omega_p^2/\omega^2$  grösser ist als die hybride Dichte  $\omega_{\text{PH}}^2/\omega^2 = 1 - \omega_c^2/\omega^2$ , ausbreiten können (für  $\omega/\omega_c < 2$ ), während sich die Vorwärtswellen nur in einem sowohl zum Plasmarand als auch zur Plasmamitte hin begrenzten Gebiet entlang des Dichtegradienten ausbreiten können. Die Anregung dieser Wellen erfolgt nach den Vorstellungen z. B. von Stix und Kuehl lokal in der hybriden Schicht, nach der Vorstellung von Gruber dagegen kontinuierlich im ganzen von der Welle durchlaufenen Raum.

In unserem Experiment wurden die Wellen durch ein von aussen an das Plasma angelegtes stationäres Kondensatorfeld der Frequenz 940 MHz angeregt und das elektrische Potential im Inneren des Plasmas wurde mit einer Sonde und einem Polarinterferometer nach Betrag und Phase aufgezeichnet. In diesen Aufzeichnungen zeigten sich die Rückwärtswellen im Inneren des Plasmas und die Vorwärtswellen im Randgebiet. Aus dem Drehsinn des Potentialvektors in der komplexen Ebene konnte die Richtung der Phasengeschwindigkeit der Wellen ermittelt werden. Daraus wurde mit Hilfe der Dispersionsbeziehung die Richtung der Gruppengeschwindigkeit ermittelt. Es ergab sich für die Vorwärtswellen eine radial nach aussen, für die Rückwärtswellen eine radial nach innen gerichtete Gruppengeschwindigkeit. Die radial nach innen laufenden Rückwärtswellen bilden im

1) S.J. Buchsbaum, A. Hasegawa, Phys. Rev. Lett. 12, 685 (1964)

Bereich der Entladungssache eine stehende Welle. Durch Messung der Phase dieser stehenden Welle konnte man die Phasenbedingung für die Buchsbaum-Hasegawa Resonanzen erhalten. Es ergab sich dafür

$$\int_{r_H}^0 k_{RW}(r) dr = (m + \alpha) \pi \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

$k_{RW}(r)$  ist die vom Ort abhängige lokale Wellenzahl der Rückwärts-Bernsteinwelle  
 $r_H$  ist der Radius der hybriden Schicht  
 $\alpha$  ist eine Anpassungskonstante

Die gemessenen Phasen der stehenden Rückwärtswelle bei  $r = 0$  waren in guter Übereinstimmung mit gerechneten Werten. Die Phasen der (fortschreitenden) Vorwärtswellen wurden als Funktion des Ortes gemessen und konnten ebenfalls in guter Näherung durch die Gleichung

$$\varphi(r) = \int_{r_H}^r k_{VW}(\varrho) d\varrho + \beta$$

beschrieben werden.  $\beta$  ist wieder eine Anpassungskonstante.

Die Richtung der Gruppengeschwindigkeit konnte bei diesem Experiment nur mit Hilfe der Dispersionsbeziehung erhalten werden. Um sie auch experimentell zu erhalten, wurden die Wellen durch einen 20 nsec breiten 940 MHz-Impuls angeregt und das Sondensignal für verschiedene Sondenpositionen aufgezeichnet. Man konnte auf der Sonde deutlich einzelne Wellenimpulse erkennen, die im Fall der Rückwärtswellen radial nach innen und im Fall der Vorwärtswellen radial nach aussen liefen. Dies zeigt eindeutig, dass in unserem Experiment die Wellen lokal in einem eng begrenzten Bereich und nicht kontinuierlich im ganzen Plasmaraum angeregt werden. Die gemessenen Impulslaufzeiten waren in guter Übereinstimmung mit gerechneten Laufzeiten

$$t = \int_{r_H}^r \frac{1}{v_g(r)} dr$$

wenn angenommen wurde, dass die Wellen in der hybriden Schicht zunächst als Vorwärtswellen angeregt werden, von hier aus radial nach aussen laufen bis zu dem Ort, wo ihre Gruppengeschwindigkeit null wird, und von hier aus als Rückwärtswellen wieder radial nach innen. Wenn die Wellenimpulse die Plasmasäule durchlaufen haben, treffen sie auf der gegenüberliegenden Seite wieder eine hybride Schicht an, wo sie einen Teil ihrer Energie wieder an das elektromagnetische Feld außerhalb des Plasmas abgeben und zum anderen Teil reflektiert werden. Solche ausgekoppelten Impulse werden ebenfalls beobachtet und aus ihren relativen Amplituden konnte der Kopplungsfaktor zwischen elektromagnetischem Feld und den Plasmawellen ermittelt werden. Diese waren von gleicher Grösse wie die von Kuehl gerechneten Kopplungsfaktoren.

#### 6.4. Mikrowellen Fabry-Perot-Resonator mit HF-Entladung (20 MHz)

(P. Javel)

Der elektromagnetische Druck des räumlich periodischen Feldes eines Fabry-Perot Resonators wurde benutzt, um an die Verteilungsfunktion eines HF-Plasmas eine periodische Störung zu bringen. Bei zeitlicher Veränderung der Feldstärke könnte man hoffen, longitudinale Schwingungen anzuregen. Zwei Arbeitsgebiete wurden definiert, die beide mit nichtlinearer Wechselwirkung Feld - Plasma unter bestimmten Randbedingungen verknüpft sind:

- a) Das quasistatische Feld der HF-Entladung ist stark abhängig von der Plasmadichte, wenn man in der Nähe der Resonanz des Schwingkreises arbeitet, in dem der Plasma-Kondensator sich befindet. Diese starke Rückkoppelung könnte die Ursache von beobachteten Ionenschwingungen sein (170 kHz), die als parametrische Instabilität des nichtlinearen Schwingkreises erscheinen.
- b) Wenn das Plasma solche Instabilitäten nicht zeigte, wurde der Einfluss des transversalen Fabry-Perot-Feldes auf dieses Plasma studiert. Die ersten Messungen ohne Magnetfeld haben keine elektrostatischen Instabilitäten gezeigt. Versuche mit äusserem Magnetfeld sind in Vorbereitung.

Als Diagnostik wurden Langmuirsonden und ein 500 MHz-Interferometer für die durch das Plasma gehende Lecherleitung benutzt. Damit ist es möglich, Elektronendichten zwischen  $10^6$  und  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  zu messen mit einer Raumauflösung von 2 mm in axialer Richtung.

Die Theorie der Wechselwirkung zwischen Plasmen und starken HF-Feldern wurde weiter bearbeitet. Ein Laborbericht hierüber wird erscheinen.

#### 6.5. Stochastische Beschleunigung, Diffusion und Heizung

(S. Puri)

- a) Man vermutet seit langem, dass der Mechanismus der stochastischen Beschleunigung mehrere interessante Anwendungen in zyklischen Teilchenbeschleunigern haben könnte (siehe z. B. A.A. Kolomenskii, Sov. Phys. Usp. 10, 737, 1968).

Wir haben die bestehenden Ergebnisse über die Theorie der stochastischen Beschleuniger erweitert, so dass es möglich sein sollte, abzuschätzen, ob eine solche Maschine tatsächlich verwirklicht werden kann. Insbesondere wurde die benötigte Eingangsleistung zum erstenmal berechnet. Aufgrund praktischer Erwägungen sollte man ein elektrisches Feld benutzen mit einer spektralen Verteilung im Bereich der Zyklotronfrequenz. Wenn das Frequenzspektrum des elektrischen Feldes über den ganzen Bereich der Teilchenzyklotronfrequenzen flach ist, kann der Diffusionskoeffizient im Geschwindigkeitsraum ganz einfach durch die angelegte Spannung und die Bandbreite des elektrischen Feldes ausgedrückt werden. Mit diesen Angaben sind die Anforderungen an die HF-Rauschgeneratoren vollständig bestimmt.

- b) In einem Laboratoriumsmagnetoplasma gibt es wegen der ambipolaren Diffusion ein radiales elektrisches Feld.

Obwohl wir nicht genau wissen, welche Rolle dieses elektrische Feld bei der Plasmadiffusion spielt, gibt es Teilchenströme, die ihrerseits wieder anomale Verluste hervorrufen. Es kann auch die Ursache für die konvektiven Zellen sein.

Wir beschreiben eine Möglichkeit, wie man eine selektive Diffusion der Elektronen quer zum Magnetfeld hervorrufen kann. Das gibt uns die Möglichkeit, die Rolle, die das ambipolare elektrische Feld bei der anomalen Diffusion spielt, zu studieren. Die Methode ist sowohl für Spiegelanordnungen als auch für toroidale Geometrien anwendbar, vorausgesetzt, dass die Elektronen- und die Ionengeschwindigkeiten parallel zum Magnetfeld genügend unterschiedlich sind.

Wenn das Teilchen für einen Bruchteil  $\alpha$  der Zeit  $T$ , die es für eine vollständige Hin- und Herbewegung in der Spiegelanordnung benötigt, ein azimutales elektrisches Feld vorfindet, und wenn ausserdem die Zeit  $T$  sich langsam ändert, dann gilt:

$$\frac{d \langle r^2 \rangle}{dt} = \frac{2\phi}{\pi B^2} \cdot \sin^2 \frac{2\pi}{T} d$$

( $r$  = Teilchenposition,  $t$  = Zeit,  $\phi$  = Leistungsdichtespektrum des elektrischen Feldes,  $B$  = Magnetfeld).

Dabei wurde angenommen, dass das Spektrum  $\phi$  über den ganzen Frequenzbereich ( $f \approx 1/T$ ) der betreffenden Teilchen flach ist.

Durch geeignete Wahl des Frequenzspektrums des elektrischen Feldes kann die Diffusion selektiv für eine Gruppe von Teilchen innerhalb eines bestimmten Geschwindigkeitsbereiches parallel zum Magnetfeld herbeigeführt werden.

Diese Theorie wird gegenwärtig im Experiment geprüft.

- c) Das Experiment über die stochastische Heizung eines Plasmas ist noch im Aufbau.

## 6.6. CO<sub>2</sub>-Laser für die Plasmadiagnostik

(A. Bardocz, O. Gehre)

Der als Grundmodell aufgebaute CO<sub>2</sub>-Laser (2,5 m Resonatorlänge) wurde weiterentwickelt. Zur passiven Stabilisierung von Ausgangsleistung und Frequenz wurden ein verbesserter schwingungsgedämpfter Unterbau und ein stromstabilisiertes Netzgerät höherer Leistung installiert. Die höchste im Dauerbetrieb erreichte Infrarotleistung betrug damit 150 W bei Multimodebetrieb. Die bisher verwendete NaCl-Optik erwies sich bei Leistungsdichten  $> 100 \text{ W/cm}^2$  wegen Materialermüdung und Zerstörung des Kristallgefüges als ungeeignet. Es wurde deshalb auf KCl übergegangen, welches keinen solchen Effekt aufweist. Zusätzlich war eine verbesserte Kühlung der zur Auskopplung aus dem Resonator verwendeten teildurchlässigen Germaniumspiegel notwendig, da die mit der Temperatur rasch anwachsende Absorption von Germanium zur Zerstörung der Spiegel führte.

Zur aktiven Stabilisierung des Lasers im Grundmode wurde eine piezoelektrische Servonachführung der Resonatorlänge verwendet, wodurch eine Eigenresonanz des Resonators immer mit einer Linie des aktiven Mediums zusammenfällt. Beim  $\text{CO}_2$  finden die Laserübergänge zwischen verschiedenen Vibrationsniveaus des Moleküls statt, welche durch zusätzliche Rotationsaufspaltung in viele Linien mit Frequenzabständen von ca. 55 GHz aufgespalten sind. Zur Frequenzstabilisierung muss aus diesem Spektrum eine bestimmte Rotationslinie ausgewählt werden, wozu der eine Spiegel des Resonators durch ein konkaves Reflexionsgitter ersetzt wurde, welches bei  $10,6\mu$  85 % in die zweite Ordnung reflektiert. Durch Ändern des Winkels zwischen Gitterachse und Resonatorachse waren 17 verschiedene Rotationslinien getrennt anregbar. Der Nachweis erfolgte durch Verwendung eines Dispersionsprismas im Ausgangsstrahl, wegen der geringen Dispersion des Prismas waren jedoch grosse Wege notwendig. Zur einfacheren Analyse des Ausgangsspektrums wurde deshalb ein Fabry-Perot-Interferometer aufgebaut. Der senkrecht eintretende Strahl wird zwischen zwei  $\text{BaF}_2$ -Platten, welche einseitig 98 % verspiegelt sind, hin- und herreflektiert. Der Plattenabstand wird um einen fest einstellbaren Wert piezoelektrisch um  $\lambda/2$  moduliert, so dass ein Detektor in Transmission am Oszillograph ein stehendes Bild der Linien innerhalb einer Ordnung liefert. Bei den gewählten Verhältnissen sind max. 5 Rotationslinien in einer Ordnung auflösbar.

#### 6.7. Optisches Banksystem

(A. Bardocz)

Die Entwicklung und Erweiterung des neuen optischen Systems wurde weitergeführt, eine Reihe neuer Bestandteile wurde konstruiert, angefertigt und verwendet. Erste Reiter mit magnetischer Befestigung sowie andere magnetische Komponenten wurden geprüft. Die Technologie der Anfertigung optischer Schienen aus Aluminium wurde verbessert.

#### 6.8. Interferometrie und Strahlablenkungsverfahren bei $\lambda = 10,6\mu$

(F. Keilmann)

Zum Einsatz für Plasmauntersuchungen wurde der 1 m lange  $\text{CO}_2$ -Laser in wesentlichen Eigenschaften verbessert: 1.) Die Verkleinerung des Rohrdurchmessers auf 15 mm bringt durch erhöhte Diffusionskühlung eine Leistungssteigerung von 2 auf 8 Watt in der Grundmode. 2.) Die Einführung eines Servosystems, das die Temperaturdrift des Resonators kompensiert, stabilisiert die Leistung auf einige Prozent. 3.) Da das optische Rückkoppelsignal über ein Reflexionsgitter geführt wird, wird gleichzeitig die Wellenlänge der Strahlung auf eine der etwa 100 möglichen Laserlinien festgelegt. Die erreichte Frequenzstabilität ist damit besser als  $10^6$ .

Die Elektronendichteverteilung in den stationären Plasmen eines Plasmabrenners und eines Hochstromkohlebogens wurde mit Hilfe der  $\text{CO}_2$ -Laserstrahlung ermittelt, wobei fünf verschiedene side-on Messverfahren eingesetzt wurden. Diese gründen sich auf die integralen Effekte der Phasenverschiebung und der Strahlablenkung.

Interferometrie: Mit einem Mach-Zehnder Interferometer mit 1,5 m Armlänge und einem Germanium-Gold-Detektor lässt sich eine Zeitauflösung  $< 10^{-6}$  sec erreichen. Für stationäre Plasmen muss mit einem solchen Detektor das Interferenzbild durch ein- oder zweidimensionales Abtasten sichtbar gemacht werden. Optimale Raumauflösung (0,1 mm) gestattet die Methode, bei der das Objekt auf einem Schlitten verschoben wird und vom fokussierten Meßstrahl durchleuchtet wird. Das Detektorsignal ändert sich mit Laserintensität  $A$  und Phasenverschiebung  $\varphi$  gemäss  $A \cos \varphi$ ; da dies bei kleineren Phasenverschiebungen zu grossen Interpretationsschwierigkeiten führt, wurde die Referenzphase durch einen piezoelektrischen Phasenschieber so nachgesteuert, dass die Leistung am Detektor verschwindet. Man hat damit eine von der Intensität unbeeinflusste lineare Phasenmessung.

Parallel dazu wurde versucht, flächenhafte Detektoren zu finden, da es für  $\lambda = 10 \mu$  kein Filmmaterial gibt. Es zeigte sich, dass man durch Aufheizung einer dünnen Folie die Strahlungsstruktur in eine Temperaturstruktur abbilden kann, die wiederum durch die Farbe des reflektierten Lichts einer Flüssigkristallschicht empfindlich angezeigt wird. Für die dazu nötige Temperaturerhöhung von  $1^\circ\text{C}$  benötigt man eine IR-Energiedichte von  $0,017 \text{ J/cm}^2$ . Mit diesem Detektor konnten zweidimensionale Interferogramme mit einem Gesichtsfeld von 40 mm und einer Belichtungszeit von  $1/10$  sec photographiert werden. Zur Abbildung wurden NaCl-Linsen grosser Öffnung verwendet.

Strahlableitung: Die Ablenkung eines Strahls im inhomogenen Plasma ist, wie in IPP 3/98 gezeigt, proportional  $\lambda^2$ , also für  $10,6 \mu$  400 mal grösser als für grünes Licht. Die bekannteste Messmethode hierfür ist die Schlierenabbildung, die mit dem Flüssigkristalldetektor bei  $10,6 \mu$  mit sehr kurzer Belichtung ausgeführt und, wenn auch beschwerlich, quantitativ ausgewertet werden kann.

Sehr einfach liefert dagegen bei zylindersymmetrischen Plasmen ein eindimensional abbildendes Verfahren (auf dem Flüssigkristallschirm) ohne jede Umrechnung die Elektronendichte längs der Achse, wobei die Profilbreite und in Grenzen auch die Profilform keinen Einfluss auf die Auswertung haben.

Gerade für Laserstrahlung geeignet und mit hoher Raumauflösung verbunden ist auch bei der Strahlableitung das Abtasten des Plasmas mit einem fokussierten Strahl. Registriert wird dann der Ort des Strahls in grosser Entfernung vom Plasma. Die Genauigkeit in der Bestimmung der Strahlmitte wird durch Minimum-Strahlkennzeichnung verbessert.

#### 6.9. Medizinische Mikrowellenprobleme (Laserdiagnostik in der Medizin)

(W. v. Casimir, N. Kaiser, E. Lobisch, K. Plank<sup>+</sup>), W. Schneider, R. Zerull<sup>+</sup>)

Die zu lösende Aufgabe besteht in der Untersuchung der Möglichkeit, den Ablauf von Stoffwechselfvorgängen an lebenden biologischen Systemen durch Registrierung der innermolekularen Resonanzen der an den Stoffwechselfvorgängen beteiligten Moleküle ohne Probenentnahme zu erfassen.

---

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

Mit den bisher bekannten IR-Generatoren sind derartige Untersuchungen nicht möglich, da deren Intensität zu gering ist, um an wässrigen Lösungen messen zu können, denn das Wasser als unumgänglicher Bestandteil biologischer in-vivo-Experimente besitzt im Infrarotgebiet ausgeprägte Eigenabsorptionen. Da bei Beginn der Untersuchungen vor einigen Jahren noch nicht bekannt war, wie weit die gesuchten innermolekularen Resonanzen auch noch im Mikrowellenbereich auftreten, in diesem Wellenlängenbereich aber Generatoren mit ausreichender Sendeleistung zur Verfügung standen, wurde zunächst im Mikrowellenbereich mit den Untersuchungen begonnen. Ausserdem bestand damals durch die Entwicklung neuer Generatoren mit immer kürzeren Wellenlängen die Aussicht, mit dieser Technik in den Infrarotbereich vordringen zu können.

Von O. Gehre wurde für die vorgesehenen Versuche die Prinzipschaltung eines Wobbelmessplatzes entwickelt, der durch seine rasche Durchstimmbareit die Untersuchung reaktionskinetischer Vorgänge und die Auffindung unbekannter, kurzlebiger Stoffwechselzwischenprodukte ermöglichen sollte. Dieser Wobbelmessplatz wurde zunächst im 3 cm-Band aufgebaut<sup>1,2)</sup>. Von B. O'Brien wurde die Prinzipschaltung einer Messbrücke mit fester Frequenz und hochempfindlichem Detektor für die Untersuchungen entwickelt, die die empfindliche Verfolgung der einzelnen interessierenden Resonanzen in Abhängigkeit von der Zeit ermöglicht<sup>3)</sup>.

Beide Messplätze registrieren gleichzeitig Dämpfung und Phasenlage, wodurch eine Verbesserung der messtechnischen Auswertbarkeit erreicht wird. An der 3 cm-Messbrücke mit fester Frequenz wurden von W. v. Casimir Vorversuche zur Registrierung der Blutgerinnung durchgeführt (Recalzifizierungstest). Die vor längerer Zeit von N. Kaiser durchgeführten Messungen der Dämpfung und Phase an reinem Wasser hatten einen charakteristischen Messwertverlauf in Abhängigkeit von der Temperatur gezeigt, der durch die Viskositätsänderung erklärt werden konnte<sup>4)</sup>. Es war daher naheliegend, den Versuch zu machen, den Ablauf des Blutgerinnungsvorganges zu registrieren, bei dem eine massive Änderung der Viskosität stattfindet. Ausserdem erhoffte man sich, eventuell eine im Bereich der Messfrequenz während dieses Stoffwechselvorganges auftretende Resonanz finden zu können. Trotz der hohen Empfindlichkeit dieser Messbrücke (-100 db) konnten jedoch überraschenderweise keine signifikanten Messergebnisse erzielt werden. Eine Deutung dieser Ergebnisse steht noch aus.

E. Lobisch versuchte zunächst an der 8 mm-Messbrücke mit fester Frequenz, die dielektrischen Werte einiger wässriger Lösungen einfacher Ionen zu messen. Da bei dieser Wellenlänge die apparativen Schwierigkeiten, vor allem bei der Küvettenkonstruktion, doch sehr erheblich waren, wurden die Messungen anschliessend ebenfalls an dem 3 cm-Interferometer durchgeführt. Neben den Ionenlösungen wurden auch Lösungen einer homologen Reihe von Alkoholen, sowie die DK-Werte wässriger Lösungen von Aminosäuren gemessen und deren dielektrisches Verhalten in Wasser und der Effekt der Aminosäuren auf die Wasserstruktur untersucht. Hierüber wurde eine Diplomarbeit angefertigt.<sup>5)</sup>

---

1) Laborbericht O. Gehre, IPP 3/61, Okt. 1967

2) IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement, IM-19, No. 1, Februar 1970

3) IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement, IM-16, No 2, 124, Juni 1967

4) Laborbericht N. Kaiser, MPI für Physik und Astrophysik, Januar 1964

5) Physikdepartment der TH München, Teilinstitut Riehl, Februar 1970

Die von N. Kaiser schon früher als Modellbeispiel mit einem relativ einfachen Molekül durchgeführten Vorversuche zur Messung der Fotoisomerisierung von  $1,2\text{-C}_2\text{H}_2\text{Cl}_2$  <sup>1)</sup> wurden von W. Schneider weiter untersucht. Über die Ergebnisse dieser Untersuchungen wurde eine Diplomarbeit abgefasst (IPP 3/91). Dabei stellte sich interessanterweise heraus, dass das als Katalysator bei diesem Vorgang wirkende Brom, im Gegensatz zu der normalerweise für derartige Vorgänge angenommenen Hypothese, nicht im atomaren Zustand wirksam wird, sondern als  $\text{Br}_2$ -Molekül, wie rechnerisch nachgewiesen werden konnte. Kontrollversuche für dieses Ergebnis werden zur Zeit durchgeführt. Von R. Zerull und K. Plank wurden Vorversuche durchgeführt, die klären sollten, ob im geschlossenen Labor mit Mikrowellen Streuversuche unter Fernfeldbedingungen durchgeführt werden können. Mit diesen Versuchen soll die Streuung an regelmässig und unregelmässig geformten Körpern mit verschiedenen Brechungsindices weiter geklärt werden. Die dieses Problem bisher beschreibende Mie'sche Theorie behandelt nur die Streuung an Kugeln und unendlich langen Zylindern. Diese Versuche sind sowohl von Interesse für die weitere Klärung der Streuung von Licht im interplanetaren Raum (Zodiakallicht), als auch für die Streuung an Strukturen in biologischen Objekten. Die das Zodiakallicht verursachenden Teilchen sind etwa von der gleichen Grösse wie die interessierenden Zell- und Molekularstrukturen in biologischen Geweben und ausserdem noch ganz ähnlich geformt. Die Voruntersuchungen wurden erfolgreich abgeschlossen. Eine Apparatur für Routinemessungen befindet sich an der Ruhr-Universität Bochum zur Zeit im Aufbau.

Inzwischen wurde durch Untersuchungen an Festkörpern, Flüssigkeiten und Lösungen mit organischen Lösungsmitteln, jedoch nicht mit wässrigen Lösungen, von mehreren Autoren festgestellt, dass das Ende der innermolekularen Resonanzen der untersuchten Substanzen bei etwa  $250\ \mu$  liegt und daher im Mikrowellenbereich wohl keine derartigen Resonanzen mehr auftreten. Die im Mikrowellenbereich entwickelten Prinzipschaltungen, sowohl des Wobbelmessplatzes als auch des Einzelfrequenzmessplatzes, waren von vornherein derart konzipiert, dass die mit kohärenten Generatoren des infraroten und optischen Wellenlängenbereiches und den entsprechenden Bauteilen nachgebaut werden konnten. Durch die Entwicklung der Lasertechnik sind diese Versuchsanordnungen jetzt durchführbar. Um Messungen im Infrarotbereich vornehmen zu können, müsste zunächst geklärt werden, welche Schichtdicke von Wasser bzw. einer wässrigen Lösung oder von Blut noch gut durchstrahlt werden kann und welche Generatorleistung dafür notwendig ist.

Bei der Durchführung biologischer Experimente darf nämlich keine Erwärmung der Messobjekte über  $41,5$  Grad eintreten, da sonst eine Denaturierung der Eiweisskörper stattfinden kann. Zu diesem Zweck wurde ein einfacher Versuchsaufbau in der Reihenfolge Generator - Messobjekt - Detektor durchgeführt. Die Wellenlänge von  $10,6\ \mu$  wurde als Messwellenlänge benutzt ( $\text{CO}_2$ -Laser), da aus der Literatur bekannt war, dass bei dieser Wellenlänge einer der grössten Absorptionsmaxima des reinen Wassers liegt. Für eine Schichtdicke von  $0,01$  mm Wasser wurde eine Dämpfung von  $\sim 13$  db gemessen. Dieser Wert entspricht den Literaturangaben.

Um zu klären, ob bei etwa dieser Schichtdicke für die Durchführung von in-vivo-Messungen ein extrakorporaler Kreislauf funktionfähig erhalten bleiben kann, wurde in Zusammenarbeit mit dem Institut für Experimentelle Chirurgie der Universität München (Priv. Doz. Dr. Messmer) ein Tierexperiment durchgeführt. In den arterio-venösen by-pass des Kreislaufes eines heparinisierten Hundes wurde eine Messküvette eingebaut. Dieser extrakorporale Kreislauf funktionierte bei einer Schichtdicke von  $0,01$  mm noch einwandfrei. Dabei trat ebenfalls eine Dämpfung von  $\sim 13$  db auf. Eine störende Erwärmung des Messobjektes war nicht feststellbar. Durch kurzzeitige Unterbrechung der Sauerstoffzufuhr des Versuchstieres wurde eine Änderung des Meßsignals verursacht. Dabei dürfte es sich um eine Änderung der Sauerstoffbeladung des Haemoglobins im Blute handeln.

Die Messvorrichtung wird zur Zeit verbessert, um eindeutig reproduzierbare Ergebnisse zu erzielen.

1) Laborbericht N. Kaiser, MPI für Physik und Astrophysik, Dezember 1964



Veröffentlichungen Abt. 3

- 1 K. Bergstedt "Die Beeinflussung des Ionisationsgrades durch Diffusions- und Massenströme im Plasma"  
Z. Naturf. 24a, 300 (1969)
- 2 G. Brederlow "Experiments with a noble-gas alkali MHD generator",  
H. Zinko 10th Symp. on Engineering Aspects of MHD, Boston 1969
- 3 G. Brederlow "Untersuchungen des Einflusses von Relaxationsphänomenen auf die  
H. Zinko Leistungscharakteristiken von MHD-Generatoren",  
DPG-Tagung Heidelberg, Phys. Verh. 2 (1969)
- 4 R.S. Devoto "Heat and diffusion fluxes in a multicomponent ionized gas in a  
magnetic field",  
Z. Naturf. 24a, 968 (1969)
- 5 H.F. Döbele "Beobachtung von Rayleigh-Taylor Instabilitäten an einem rotierenden  
Wasserstofflichtbogen im axialen Magnetfeld",  
DPG-Tagung Heidelberg, Phys. Verh. 2 (1969)
- 6 H.F. Döbele "Experimentelle Untersuchung der Rayleigh-Taylor Instabilität eines  
rotierenden Wasserstoff-Lichtbogens im axialen Magnetfeld",  
Z. Naturf. 24a, 1249 (1969)
- 7 H.F. Döbele "Rayleigh-Taylor instabilities of a rotating hydrogen arc in an  
axial magnetic field",  
9th Int. Conf. Phen. Ion. Gases, Bukarest 1969
- 8 W. Feneberg "The Garching programme for a high density toroidal discharge  
with low  $\beta$ ",  
Coll. on Closed Configuration, Rottach-Egern 1969
- 9 O. Gehre "The Fresnel dragging effect on 3 cm microwaves by electron drift  
H.M. Mayer in a low pressure discharge",  
M. Tutter 9th Int. Conf. Phen. Ion. Gases, Bukarest 1969
- 10 O. Gehre "Interferometer for the measurement of the Fresnel dragging effect  
H.M. Mayer on microwaves by a drifting electron plasma",  
M. Tutter IEEE Trans. Instr. Meas. IM-18, 194 (1969)
- 11 O. Gehre "Experimente über die Mitführung von 3 cm Mikrowellen an einer  
H.M. Mayer Glimmentladung",  
M. Tutter DPG-Tagung Heidelberg, Phys. Verh. 2 (1969)
- 12 G. Hahn "Entladung in strömendem Argon",  
DPG-Tagung Heidelberg, Phys. Verh. 2 (1969)

- 13 G. Hahn "Investigation of discharges in streaming argon",  
M. Salvat 10th Symp. on Engineering Aspects of MHD, Boston 1969
- 14 K. Hohla "Energiebestimmung der Stosswelle eines laserinduzierten  
K. Büchl Gasdurchbruchs",  
R. Wienecke Z. Naturf. 24a, 1243 (1969)  
S. Witkowski
- 15 H. Hora "Nonlinear confining and deconfining forces associated  
with the interaction of laser radiation with plasma",  
Phys. Fluids 12, 182 (1969)
- 16 H. Hora "Self-focusing of laser beams in a plasma by ponderomotive  
forces",  
Z. Physik 226, 156 (1969)
- 17 H. Hora "Self-focusing of laser beams in a plasma by ponderomotive forces",  
Conf. on Nonlinear Optics, Belfast 1969
- 18 H. Hora "Konfinierung von lasererzeugtem Plasma durch nichtlinear überhöhten  
Strahlungsdruck bei noch ausreichender Aufheizung bis zu Fusionsbe-  
dingungen",  
DPG-Tagung Heidelberg, Phys. Verh. 2 (1969)
- 19 N. Kaiser "Investigations of the metabolism in biological systems using  
microwave and infrared spectroscopy",  
3rd Int. Congress of the Int. Union for Pure and Applied Biophysics,  
Cambridge/Mass. 1969
- 20 F. Klan "Untersuchung der Eigenschaften einer neuartigen PIG-Entladung",  
DPG-Tagung Heidelberg, Phys. Verh. 2 (1969)
- 21 F. Klan "Theoretical investigation of a low frequency instability observed  
in a modified PIG discharge",  
9th Int. Conf. Phen. Ion. Gases, Bukarest 1969
- 22 F. Klan "Excitations of oscillations of the electron temperature by means  
of local heating with microwave pulses",  
9th Int. Conf. Phen. Ion. Gases, Bukarest 1969
- 23 H. Klingenberg "Arc phenomena and gasdynamic effects due to interaction of shock  
waves with magnetic fields II",  
Z. Naturf. 24a, 540 (1969)
- 24 H. Klingenberg "Quantitative experimental and theoretical investigations on the  
F. Sardei interaction of shock waves with magnetic fields",  
W. Zimmermann Z. Naturf. 24a, 1449 (1969)
- 25 O. Klüber "Untersuchungen zur Stromdichteverteilung eines Lichtbogens  
im Magnetfeld",  
Z. Naturf. 24a, 1473 (1969)
- 26 O. Klüber "Guiding of electric currents by magnetic fields",  
9th Int. Conf. Phen. Ion. Gases, Bukarest 1969

- 27 L.L. Lengyel "On the numerical simulation of ionization instability",  
Phys. Lett. 29A, 60 (1969)
- 28 L.L. Lengyel "Two-dimensional current distributions in Faraday-type MHD energy  
converters operating in the non-equilibrium conduction mode",  
Energy Conversion 9, 13 (1969)
- 29 L.L. Lengyel "On the numerical simulation of ionization instability",  
10th Symp. on Engineering Aspects of MHD, Boston 1969
- 30 F. Leuterer "Vorwärts- und Rückwärts-Bernsteinwellen",  
DPG-Tagung Heidelberg, Phys. Verh. 2 (1969)
- 31 F. Leuterer "Forward and backward Bernstein waves",  
9th Int. Conf. Phen. Ion. Gases, Bukarest 1969
- 32 F. Leuterer "Bernstein waves in inhomogeneous plasma columns",  
9th Int. Conf. Phen. Ion. Gases, Bukarest 1969
- 33 F. Leuterer "Forward and backward Bernstein waves",  
Plasma Physics 11, 615 (1969)
- 34 L. Liebing "Pulsed charging of capacitors by means of exploding wires",  
Z. angew. Physik 26, 345 (1969)
- 35 P. Mulser "Numerical calculations of the dynamics of a laser irradiated solid  
S. Witkowski hydrogen foil",  
Phys. Lett. 28A, 703 (1969)
- 36 P. Mulser "Dynamik der Plasmaerzeugung durch Laser an Festkörpern (Theorie),  
S. Witkowski DPG-Tagung Heidelberg, Phys. Verh. 2 (1969)
- 37 J. Raeder "The radial distribution of the axial electric field in a hydrogen  
R. Schwenn arc burning in a strong axial magnetic field",  
S. Wirtz 9th Int. Conf. Phen. Ion. Gases, Bukarest 1969  
G. Zankl
- 38 J. Raeder "Zur Theorie der Verteilungen von Potential, elektrischer Feldstärke  
S. Wirtz und Stromdichte in einem Lichtbogen endlicher Länge im starken  
axialen Magnetfeld",  
Z. Naturf. 24a, 1433 (1969)
- 39 W. Riedmüller "Der Einfluss des Gasdrucks auf die effektive Leitfähigkeit eines  
Argon-Kalium-Plasmas in gekreuzten elektrischen und magnetischen  
Feldern",  
DPG-Tagung Heidelberg, Phys. Verh. 2 (1969)
- 40 H. Ringler "Enhanced cross section for scattering of laser light",  
R.A. Nodwell Phys. Lett. 30A, 126 (1969)

- 41 R. Sigel "Investigation of a laser produced hydrogen plasma using holographic interferometry",  
Phys. Lett. 30A, 103 (1969)
- 42 R. Sigel "Experimental investigation of the plasma production by irradiating  
P. Mulser solid hydrogen foils with an intense pulse laser",  
S. Witkowski 3rd Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Utrecht 1969
- 43 H. Ringler "Anomalous scattering of laser light by a steady state plasma",  
R.A. Nodwell 3rd Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Utrecht 1969
- 44 H. Ringler "Enhanced plasma oscillations observed with scattered laser light",  
R.A. Nodwell Phys. Lett. 29A, 151 (1969)
- 45 R. Sigel "Dynamik der Plasmaerzeugung durch Laser an Festkörpern (Experiment)",  
S. Witkowski DPG-Tagung Heidelberg, Phys. Verh. 2 (1969)
- 46 H. Ringler "Anomalous Scattering of Laser Light by a Steady State Plasma",  
R.A. Nodwell 11th Ann. Meeting of the Div. of Plasma Physics of the APS,  
Los Angeles 1969
- 47 S. Witkowski "Die Erzeugung von Plasma durch Laserstrahlung",  
34. Physikertagung Salzburg 1969
- 48 G. Zankl "Untersuchungen zum Durchmesser eines frei brennenden Wasserstoff-  
lichtbogens in einem starken axialen Magnetfeld",  
DPG-Tagung Heidelberg, Phys. Verh. 2 (1969)

OBERFLÄCHENPHYSIK (E.W. BLAUTH)

1. Ionenbeschuß von Festkörperoberflächen

1.1 Rückstreuexperimente (PHARAO)

(R.Behrisch, H.G.Schäffler, B.M.U.Scherzer, H.Schulze, R.Weissmann)

Zur Stabilisierung und besseren Fokussierung des Ionenstrahls wurde:

- a) ein neuer Ablenkmagnet berechnet und von H.Krüger (Abt.4) gebaut,
- b) die Stabilität der Hochspannung von H. Roos (Abt.4) auf  $<10^{-3}$  und die Brummspannung auf  $<3 \cdot 10^{-5}$  verbessert.

Der neue Magnet ist so ausgelegt, daß 150 keV He-Ionen auf das Target fokussiert werden können. Ein zweiter, verbesserter Targetdeckel wurde konstruiert.

Die Messungen zur Reversibilität bei der Rückstreuung an Oberflächen (Vertauschung von Einschuß- und Beobachtungsrichtung) wurden abgeschlossen [1].

Es wurde eine Methode zur Messung von Zerstäubungsraten mit Hilfe der Protonenrückstreuung entwickelt. Mit dieser Methode wurde die Zerstäubungsrate für Cu-Filme auf Unterlagen verschiedener Kernladungszahlen gemessen. Es zeigte sich, daß die Zerstäubung von der Intensität der Rückstreuung aus dem Unterlagematerial abhängt d.h., daß bei hoher Kernladungszahl der Einfluß der rückgestreuten Protonen auf die Zerstäubungsrate wesentlich wird [3].

Die Möglichkeit der Feststellung von Strahlenschäden in den obersten Atomlagen von Einkristallen mit Hilfe der Protonenrückstreuung unter gleichzeitiger Anwendung von Gitterführungs- und Schatteneffekt (doppelt ausgerichtete Technik) wurde untersucht. An Cu- und Nb-Einkristallen wurden Messungen durchgeführt. Durch Beschuß mit Protonen und He-Ionen ( $\sim 10^{18}$  Ionen/cm<sup>2</sup>) bei Zimmertemperatur wurden bei Nb die obersten zehn bis zwanzig Atomlagen praktisch amorph. Bei Cu heilen die Oberflächenschäden bei Zimmertemperatur im wesentlichen aus, dafür tritt durch das eingeschossene Gas Blasenbildung im Innern des Metalls auf.

1.2 Protonenbeschuß bis 20 keV (BOMBARDON)

(W. Eckstein, H.Verbeek)

Das Vakuumsystem für Bombardon wurde mit erheblicher Verzögerung im Mai 1969 von der Firma Leybold-Heraeus geliefert. Nach kurzem Ausheizen auf 200°C wurden  $10^{-11}$  Torr in der Targetkammer erreicht. Saugvermögen in der Targetkammer: 10.000l/sec durch Zerstäüberpumpen und 20.000l/sec durch Ti-Verdampferpumpen. Als Ionenquelle dient ein Duoplasmatron, das mindestens 4mA liefert. An der Ionenquelle befindet sich neben einer Zerstäüberpumpe eine Kryopumpe mit 2500l/sec Sauggeschwindigkeit für Wasserstoff. Geplant sind Experimente über Ionenaufsammlung und die Energieverteilung der rückgestreuten Primärteilchen und der zerstäubten Atome im Energiebereich von 3 bis 20 keV.

1.3 Ionenbeschuß bis 3000 eV (SORBAS)

(W.Heiland, E.Taglauer)

Polykristallines Ni und Cu wurde mit Ar<sup>+</sup>-Ionen zwischen 50 und 500 eV beschossen. Die Winkel- und Energieverteilung der positiven Sekundärionen wurde gemessen. Bei sauberer Targetoberfläche beobachtet man im wesentlichen rückgestreute Primärionen, deren Energie und Streuwinkel einem Zweierstoß mit einem Oberflächenatom zugeordnet werden können. Die Mehrzahl der Primärionen wird beim Stoß mit der Oberfläche neutralisiert. In der gegenwärtigen Ausbaustufe des Experiments können die neutralen Streuteilchen noch nicht gemessen werden.

Bei einer gasbedeckten Targetoberfläche enthalten die Sekundärionenspektren neben gestreuten Primärionen auch desorbierte Teilchen. Die Energiespektren der rückgestreuten Teilchen für verschiedene Primärenergien zeigen ein erstes Maximum bei etwa 10 eV Energie der Sekundärteilchen, dessen Lage im Bereich der Primärenergie von 50 bis 500 eV konstant bleibt. Ab 150 eV Primärenergie tritt ein zweites Maximum auf, dessen Lage von der Primärenergie abhängig ist und etwa bei einem Drittel der Primärenergie liegt. Die Energie- und Winkelabhängigkeit kann nicht mehr durch Zweierstöße gedeutet werden, obwohl bei gasbedeckter Oberfläche die Ionenausbeute höher ist als bei reinen Oberflächen, werden bei niedrigen Primärenergien die Spektren offensichtlich ebenfalls von dem Neutralisationseffekt geprägt. Zur Massenanalyse des Sekundärionenstrahls wird ein 4-Pol-Massenfilter eingebaut.

#### 1.4 Feldemissionsuntersuchungen

(W. Poschenrieder, H. Vernickel)

- a) Die Berechnung der Ionenbahnen im Feld vor der Spitzenkathode (gemeinsam mit H. Welter, Abt. Theorie) wurde abgeschlossen. Es ergab sich, daß alle Ionen aus einem schmalen bleistiftförmigen Volumen kommen das um die verlängerte Emitter-Achse liegt, und dessen Zylinderradius  $\beta$  bis 5 Spitzenradien beträgt. Das Maximum der Energieverteilung liegt je nach Spitzenform bei 0,03 bis 0,2 der der angelegten Spannung entsprechenden Energie [4].
- b) Topographie ionenbeschossener Oberflächen.  
Die Apparatur zum Beschuß der FE-Spitzen wurde verbessert und durch Geräte zur Energie- und Massenanalyse des Ionenstrahls ergänzt. Die Ionenstromdichte beträgt ca.  $10 \mu\text{A}/\text{cm}^2$  zwischen 1 und 7 keV. Die Messungen ergeben folgendes Bild: Bei Beschuß unterhalb  $0,1 T_m$  ( $T_m$  = Schmelztemperatur) werden die Oberflächen im atomaren Maßstab aufgeraut. Die Unterschiede einzelner Flächen bezüglich der Austrittsarbeit verschwinden dabei. Zwischen  $0,1 T_m$  und  $0,3 T_m$  werden als Folge von flächenabhängiger Zerstäubungsgeschwindigkeit und beschußinduzierter Oberflächenwanderung einzelne Flächen und Zonenlinien "herausgearbeitet". Diese Oberflächenformen sind materialabhängig. Sie treten deutlich bei kubisch raumzentrierten und hexagonalen Metallen auf, weniger bei flächenzentrierten. Oberhalb  $0,3 T_m$  können alle durch den Beschuß bewirkten Störungen der Oberfläche während des Beschusses ausheilen. Diese Angaben stützen sich auf Untersuchungen an W, Mo, Ta, Nb, Re, Ir [5].
- c) Ionenmikroskope  
Für die geplanten Untersuchungen über Strahlenschäden und Zerstäubungserscheinungen mit dem Feldionenmikroskop wurde eine neuartige Kombination von Ionenmikroskop und Ionen-Elektronen-Bildwandler entworfen und konstruiert. Das Mikroskop soll zu einer atomprobe ausgebaut werden. Dabei wird ein neuartiges, vierfach fokussierendes Flugzeitspektrometer verwendet werden.

Weiter wurde ein Koinzidenzflugzeitspektrometer zur Ionisierung und Energiebestimmung schneller Neutralteilchen entworfen, das bei den drei vorher aufgeführten Zerstäubungsexperimenten eingesetzt werden soll.

#### 1.5 Mikrostrahlsonde

(H. Liebl)

Bis zum Jahresende waren die etwa 300 Einzelteile der Mikrostrahlsonde hergestellt. Der größte Teil der Elektronik für das Primärstrahlensystem wurde zusammengebaut. Der Zusammenbau der Gesamtapparatur hat begonnen [6].

#### 2. Polaris

(W. Eckstein, W. Heiland, N. Müller)

Bei der ersten Polarisapparatur mit einem statischen Magnetfeld im Raum der Feldemissionspitze trat vermutlich eine Magnetroneinladung auf, aus der unpolarisierte Elektronen abgezogen wurden. Deswegen wurde ein neuer UHV-Emissionsteil entworfen und gebaut, der

mit einem gepulsten Magnetfeld bis 30 kG bei einer Pulslänge von ca. 400  $\mu$ s versehen ist. Zum Jahresende wurde erstmals ein Feldelektronenstrom gezogen. In einem separaten Pumpstand wurden Materialien (Gd, EuS) auf Wolframspitzen aufgedampft und das Emissionsverhalten untersucht. Der Nachweis der Polarisation bei der Feldelektronenemission aus bestimmten Kathoden steht noch aus.

3. Total- und Partialdruckmessung

(E.W.Blauth, W.Draeger, H.Liebl, J.Kirschner, E.Taglauer)

Zum empfindlichen Ionennachweis bei Total- und Partialdruckmessungen wurde ein rohrförmiger Ionen-Elektronenwandler gebaut. Der Nachweis der Elektronen erfolgte durch einen Oberflächensperrschichtzähler. Es ergab sich ein minimal meßbarer Strom von etwa  $3 \cdot 10^{-22}$  A. Die Frage der Aufnahme von Massenspektren geringster Intensität wurde ebenfalls theoretisch und experimentell untersucht.

4. Plasma-Wand-Wechselwirkung

(R.Diermeier, G.Haas)

a) Theta-Pinch

Eine Stoßbatterie mit 36 kJ für ein Theta-Pinch Experiment wurde aufgebaut. Eine Spule von 50 mm Durchmesser und 300 mm Länge (8,2 nH) ergibt etwa folgende Daten:

$$\tau/4 = 1,5 \mu\text{sec};$$

$$I_{\text{max}} = 2 \cdot 10^6 \text{ A}; \quad B_{\text{max}} = 80 \text{ kG};$$

$$\dot{I} = 2 \cdot 10^{12} \text{ A sec}^{-1}; \quad \dot{B} = 8 \cdot 10^{10} \text{ G} \cdot \text{sec}^{-1}.$$

Das Experiment soll dazu beitragen, Methoden zu entwickeln, um den Verunreinigungsgrad von Theta-Pinch-Plasmen herabzudrücken.

b) Gasaufzehrung

Um die Wechselwirkung des Plasmas mit der Wand möglichst getrennt untersuchen zu können, wurden die Messungen von BLAUTH und MEYER weitergeführt. Das Experiment besteht aus einer Hf-Entladung in einem Quarzrohr mit angeschmolzener Kühlfalle aus Quarz. Es zeigte sich, daß die H<sub>2</sub>-Aufzehrung in einem Quarzrohr ebenso stattfindet wie in einem Duranrohr. Der Einfluß der Vorgeschichte auf die Aufzehrungsgeschwindigkeit wurde näher untersucht. Erfolgt keine Behandlung der Quarzapparatur zwischen den Versuchen, so geht die Aufzehrungsgeschwindigkeit ständig zurück (Ermüdungseffekt). Heizt man das Quarzrohr einige Stunden bei 250 bis 400°C aus, so steigt die Aufzehrungsgeschwindigkeit wieder stark an. Das ist ziemlich unabhängig davon, ob die Kühlfalle mit ausgeheizt wird oder gefüllt bleibt. Noch schneller läßt sich die Aufzehrung durch eine Hf-Entladung regenerieren. Da diese Entladung ohne Magnetfeld nur bei kapazitiver Einkoppelung der Hf-Leistung möglich ist, kann es sich nur um eine Entladungsform handeln, die durch Auslösung von Sekundärelektronen aus der Wand unterhalten wird. Durch diesen Elektronenbeschuß werden sicher in der Oberfläche des Quarzes Bindungen aufgebrochen. Damit steht vermehrt Sauerstoff für das nächste Aufzehrungsexperiment zur Verfügung, der mit dem in der Entladung gebildeten atomaren Wasserstoff H<sub>2</sub>O bildet und so zur Abnahme des Wasserstoffdruckes führt.

Um den Einfluß der Wasserstoffionen auf die Aufzehrung untersuchen zu können, soll ein heizbares Wolframband eingebaut werden, an dem der Wasserstoff lediglich dissoziiert wird.

- [1] B.M.U. Scherzer Die Reversibilitatsregel bei der Rückstreuung von Protonen an Kupfereinkristallen, Dissertation TH München IPP 2/80 (Juni 1969)
- [2] R. Behrisch A Goniometer for Ultra-high Vacuum  
G. Mühlbauer J.Sci.Instr. (J.Phys.E) Ser.2 2, 381 (1969)  
B.M.U. Scherzer
- [3] R. Behrisch On the Sputtering Mechanism in the Energy Range of Rutherford Backscattering  
R. Weißmann Phys.Lett. 30A, 506 (1969) Int.Conf.Atomic Coll.Phen. in Solids, Sussex 1969
- [4] H. Vernickel Numerical Calculation of the Ion Bombardment of Field Emission Tips due to Gas Ionization in the Field Emission Tube  
H. Welter 16th Field Emission Symposium (Pittsburgh, Sept. 1969)
- [5] H. Liebl Ionenmikrostrahlsonden  
Physikalisches Kolloquium Gieen Juni 1969
- [6] H. Liebl Mattauch-Herzog-Type Mass Spectrographs with Independent Adjustment of Aperture and Energy Bandwidth  
International Conf. Mass Spect. Kyoto 1969
- [7] E.W. Blauth Wide-angle Mass Spectrometer  
R. Weißmann Int. Conf. Mass Spectroscopy, Kyoto 1969
- [8] R. Behrisch Untersuchung des Teilchenverlustes aus dem geführten Strahl durch Rückstreuung von 150 keV Protonen an Kupfereinkristallen  
B.M.U. Scherzer Verhandl. der DPG (IV) 4, 25 (1969)
- [9] R. Behrisch Rückstreuung von 50-150 keV Protonen an polykristallinem Kupfer  
Verhandl. der DPG (IV) 4, 25 (1969)
- [10] E.W. Blauth Wand- und Vakuump Probleme in der Plasmaphysik  
Ein Plenarvortrag, DAGV, Basel 1969
- [11] B.M.U. Scherzer Channeling- und Blockingphanomene bei Beschuß von Cu-Einkristallen mit Protonen  
Tagung der DAGV, Basel 1969
- [12] E.W. Blauth Statisches Weitwinkelspektrometer mit Richtungsdoppelfokussierung  
R. Weißmann Tagung der DAGV, Basel 1969
- [13] E.W. Blauth Ein Ionisationsmanometer für den Druckbereich von  $10^{-5}$  bis zu 10 Torr  
H.G. Schäffler Tagung der DAGV, Basel 1969  
W. Heiland
- [14] R. Behrisch Energie- und Winkelverteilung der an Metalloberflächen zurückgestreuten Wasserstoffatome im Energiebereich von 50 bis 150 keV  
Tagung der DAGV, Basel 1969
- [15] E.W. Blauth Auger-Effekte  
Leybold-Kolloquium, Köln 1969



[16] R. Behrisch

Anisotrope Rückstreuung von energiereichen Ionen an  
Einkristallen  
Phys. Kolloquium, Gießen 1969

[17] E.W.Blauth

Das Wandproblem der thermonuclearen Fusion  
Siemes Kolloquium, München 1969

RELATIVISTISCHE PLASMEN (PROF. A. SCHLÜTER)

(C. Andelfinger, W. Dommaschk, W. Herrmann, W.H. Kegel, P. Merkel, W. Ott, A. Schlüter, U. Schumacher, G. Siller)

(Ingenieure: E. Buchelt, R. Griek, D. Jacobi, H.B. Schilling, P. Ulbricht, M. Ulrich).

Die Arbeiten befassen sich mit der Entwicklung eines Elektronenringbeschleunigers (Smokatron), angeregt durch erfolgreiche Experimente in Dubna und Berkeley. Nahziel unserer Arbeit war die Bildung und Komprimierung von stabilen Elektronenringen von der Größenordnung  $10^{12} - 10^{13}$  Elektronen im Ring. Auf Grund unserer Erfahrungen mit schnell veränderlichen starken Magnetfeldern haben wir uns vorgenommen, die magnetische, adiabatische Kompression der Elektronenringe um ca. 2 Größenordnungen schneller zu vollziehen als in den russischen und amerikanischen Experimenten. Dadurch werden während der Ringkompression Zonen, in denen auf Grund der Feldverhältnisse Instabilitäten entstehen könnten, schneller durchlaufen. Zum anderen sind die Vakuumanforderungen um ebenfalls ca. 2 Größenordnungen ( $10^{-7}$  statt  $10^{-9}$  Torr) reduziert, da die Aufenthaltsdauer der Elektronenringe im Restgas verkürzt ist.

Es stellten sich uns folgende Aufgaben:

- 1) Erzeugung eines stromstarken Strahles von relativistischen Elektronen, deren Einschub in ein fokussierendes Magnetfeld zur Ringbildung führt. Erwünschte Daten: Energie ca. 2 MeV; I einige 100 A; Emittanz ca. 50 mrad cm)
- 2) Aufbau eines magnetischen Kompressors, dessen Feldverteilung im ganzen Kompressionsbereich ( $R = 20$  bis  $R = 2$  cm) fokussierende Eigenschaften hat, d.h. der Feldindex soll  $0 < n < 1$  sein, wobei  $n = -\frac{R}{B} \cdot \frac{\partial B}{\partial R}$  ist. Außerdem sind die Feldinhomogenitäten so klein zu halten, daß die Elektronen beim Durchgang durch solche Inhomogenitäten nicht zu Betatronschwingungen angeregt werden.
- 3) Aufbau eines Vakuumsystems, welches den Elektronenstrahlteil und den Kompressionsteil umfaßt und ein Endvakuum im Bereich  $10^{-7} - 10^{-8}$  Torr erreichen läßt.
- 4) Da die Elektroneneinschub- und Inflektionszeiten von der Größenordnung 4 - 10 nsec sind, sind Schaltkreise mit ausreichend kleiner zeitlicher Streuung zu finden, um die verschiedenen Versuchsabläufe genau zu synchronisieren.
- 5) Weiter stellt sich die Aufgabe, die Elektronenringe mit den zu beschleunigenden Ionen zu beladen. Zunächst ist daran gedacht, so viel Restgas im Rezipienten zu lassen, daß während der Aufenthaltsdauer des komprimierten Elektronenringes durch Stoßionisation die Ionen gebildet werden. Z.B. werden in  $5 \cdot 10^{-6}$  Torr  $H_2$  in ca. 10  $\mu$ sec ca. 1 %  $H^+$ -Ionen gebildet. Als Alternativlösung wurde die Möglichkeit untersucht, einen Ionenring mit gleichem magnetischem Moment, wie das der relativistischen Elektronen, aufzubauen, in diesen die Elektronen einzuschließen und dann gemeinsam adiabatisch zu komprimieren.
- 6) Schließlich wurden numerische Rechnungen und konstruktive Vorarbeiten zur Extraktion der Ringe aus dem magnetischen Spiegelfeld und zur Beschleunigung mittels einer sog. Expansionsbeschleunigung angestellt.

Abb.1 und 2 geben einen Überblick über den experimentellen Aufbau. Links befindet sich die Elektronenkanone, dann folgt das Strahlführungssystem als Verbindungsglied zum magnetischen Kompressor.

### PLASMARINGBESCHLEUNIGER

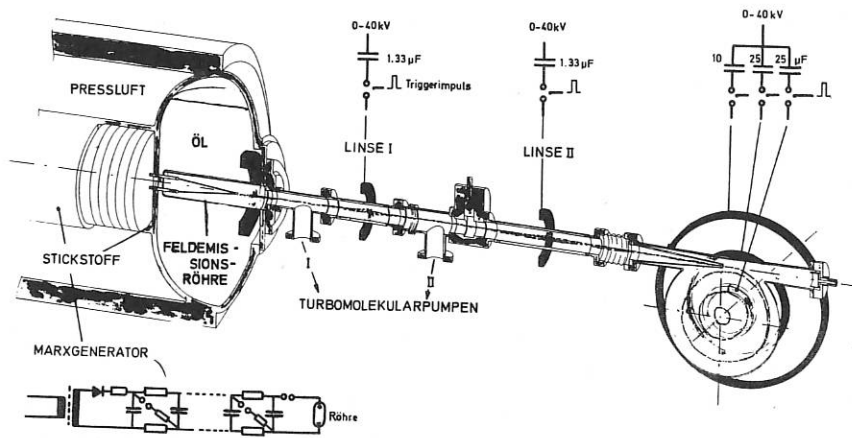


Abb.1 Schema der Anordnung

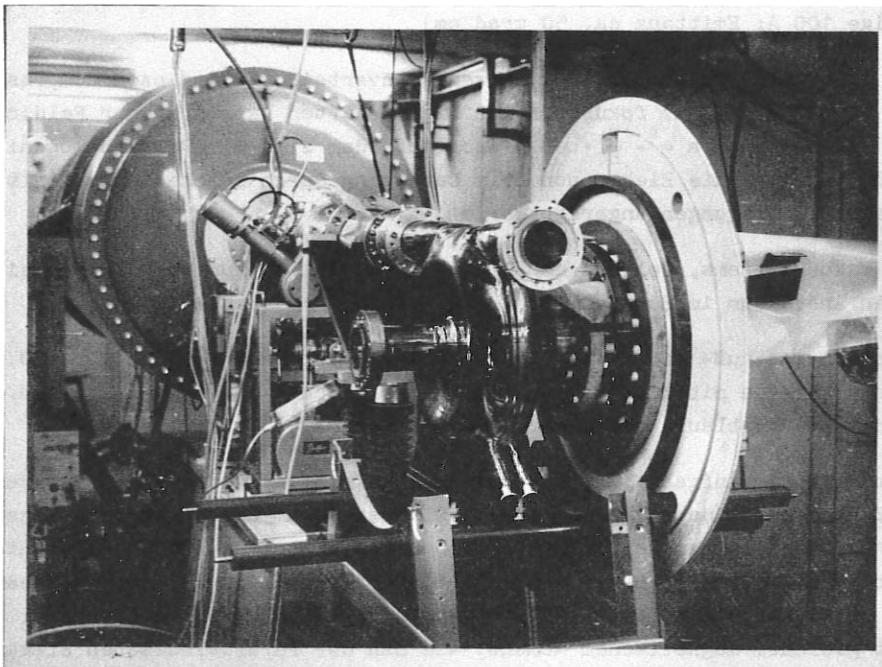


Abb.2 Die Anordnung

## 1. Elektronenkanone und Strahlführungssystem:

Als Elektronenkanone wurde ein Febetron 705 der Field Emission Corp. erworben. Bei diesem wird an einen ca. 20 cm langen Feldemissionskathode-Anode-Abstand ca. 2 MV Spannung angelegt. Die Spannung liefert ein 160-stufiger Marxgenerator. Die Kathode besteht aus zwei in 5 mm Abstand liegenden Kämmen mit je 13 Wolframadeln. Die Beschleunigungsrohren sind abgeschmolzene Glasröhren mit kleiner Getterröhre zur Aufrechterhaltung des Vakuums. Diese Anordnung liefert einen Gesamtstrom von ca. 5 kA mit einer Impulsdauer von ca. 100 nsec. Dabei ändert sich die Energie entsprechend dem zeitlichen Verlauf der Beschleunigungsspannung. Für die Elektronenringbildung ist jedoch nur eine Energiebreite von ca.  $\pm 2\%$  zulässig. Messungen hinter Absorptionsfolien ergaben, daß die Maximalenergie in einem Zeitintervall von ca. 10-20 nsec emittiert wird, dies entspricht etwa 2-4 Umlaufzeiten der Elektronen beim Einschluß in den Kompressor. Die Aufgabe war nun, diesen Strahlanteil zu selektieren. Da ohnehin wegen der räumlichen Trennung von Elektronenkanone und Kompressor ein Strahlführungssystem notwendig ist, wurde dies energie-selektiv ausgebildet. Dabei wird der Elektronenstrahl durch 2 aufeinanderfolgende 1 : 1 Abbildungen so in den Kompressor abgebildet, daß in der Einschuböffnung (Schnauze) eine Strahltaile liegt und die Ringakzeptanz voll ausgefüllt wird. Durch eingefügte Blenden wird dabei das durchgelassene Energiespektrum eingeeengt. Hierzu wurde ein Rechenprogramm aufgestellt, das bei einer vorgegebenen Anfangsverteilung im Phasenraum unter Berücksichtigung der Raumladung an verschiedenen Stellen des Systems die Strahlbeschaffenheit in Form von Phasendichteverteilungen wiedergibt. Nach sorgfältiger Symmetrisierung der abbildenden Magnetfelder und der Rückleitung der Wandströme ergab sich eine Übereinstimmung mit den gemessenen Strömen. Diese wurden mit Faradaycups und Rogowskigürteln mit einer Zeitauflösung von 1 - 2 nsec gemessen. In der Rechnung wurde auch der systematische Drehimpulsanteil der Elektronen berücksichtigt, der durch die Emission an verschiedenen Orten im Magnetfeld entsteht. Die Rechnung zeigt, daß eine Verringerung dieses Anteils, z.B. durch eine Einzelspitze als Kathode, der in der Schnauze verfügbare Strom bei gleichbleibender Emittanz erhöht werden kann. Mit einer Eigenbaurohre wurde dies versucht, jedoch ergaben sich noch Anpassungsschwierigkeiten an die Impedanz des Marxgenerators. Für die weitere Entwicklung auf diesem Gebiet wurde ein zweites Febetron bestellt, um die Arbeiten am Elektronenringexperiment nicht aufzuhalten. In vorläufigen Versuchen konnte jedoch der Strom durch die Schnauze mit einer Röhre mit nur einem Nadelkamm um einen Faktor 4 erhöht werden. Damit wurden Ströme von bis zu 100 A in einer Emittanz von 120 mrad cm gemessen.

Bei den später zu beschreibenden Ringexperimenten ergab sich eine Unreproduzierbarkeit der eingefangenen Ringe, obwohl die Einschubströme wie auch die Inflektionsimpulse reproduzierbar waren. So war die Reproduzierbarkeit des Energiespektrums zu prüfen. Zu diesem Zweck wurde die richtungsfokussierende Eigenschaft des magnetischen Kompressors ausgenutzt. Bei einem Feldindex von  $n = 0,5$  werden nach einem Umlauf von  $260^\circ$  verschiedene Energien bei verschiedenen Radien fokussiert. Dort wurden 8 Faradaycups radial verteilt, der Energieabstand betrug - bezogen auf 1,9 MeV Sollenergie - etwa 5 % von Kanal zu Kanal. Die Messungen wurden mit einer auf 30 mrad cm verringerten Emittanz vorgenommen. Es wurde festgestellt, daß das Maximum der Energie um 1 - 2 Kanäle von Schuß zu Schuß streute. Eine Diskussion mit dem Röhrenhersteller ließ den Verdacht aufkommen, daß bei starker Kathodenbelastung dort Material verdampft, ionisiert wird und nun Elektronen von verschiedenen Orten des vor den Spitzen stark abfallenden Potentialfeldes emittiert werden. Eine Reduktion der Kathodenbelastung von 5 kA auf ca. 600 A brachte eine Verbesserung der Reproduzierbarkeit nach ca. 8 - 10 Schüssen, die vermutlich die Kathodenoberflächen entgasen. In diesen Fällen betrug die Elektronenenergie ca. 900 bzw. 600 keV. Auf Grund dieser Erfahrung soll eine Röhre mit verringerter Saugspannung, Größenordnung 500 - 600 keV, und Nachbeschleunigung auf 2 MeV entwickelt werden.

Verwendet man als Gütemaß für die Elektronenquelle den auf die Beschleunigungsspannung normierten Richtstrahlwert (Brightness)  $B = I/\epsilon^2 \cdot eU(1 + \frac{eU}{2m_0c^2})$ , wobei  $\epsilon$  die Emittanz sei, so führt die Forderung,  $10^{13}$  Elektronen in eine Emittanz von 50 mrad cm zu bringen, auf eine Brightness von  $B \approx 3 \cdot 10^{-2}$  A/sterad  $cm^2$  eV; der bisher erreichte Wert ist  $B \approx 3 \cdot 10^{-4}$ . Ein an späterer Stelle beschriebenes Experiment mit Laserlicht bestrahlter Kathode erbrachte bei geringerer Saugspannung (einige 10 kV) Werte von  $B = 3 \cdot 10^{-2} - 10^{-1}$ .

Beim Strahlführungssystem wurden einwindige, massive, gepulste Magnetfeldlinsen mit Feldstärken um 1 kG verwendet, da sich die gepulsten Felder einfacher gegen den magnetischen Kompressor abschirmen lassen. Die Formänderung der Elektronenimpulse im Strahlführungssystem auf Grund seiner energieselektiven Eigenschaft ist aus Abb.3 zu erkennen. Wird nicht auf die maximale Energie justiert, treten in der Schnauze Impulse mit Doppelspitzen auf, die das zeitliche Durchlaufen der eingestellten kleineren Energie wiedergeben.

## 2. Magnetischer Elektronenring-Kompressor: /1/

Der magnetische Kompressor besteht im wesentlichen aus drei koaxialen Spulenpaaren, etwa in Helmholtzanordnung, mit einer gemeinsamen Mittelebene. Die Spulen bestehen aus einwindigen massiven Kupferringen, um die Induktivität und damit die Feldanstiegszeit klein zu halten (ca. 8  $\mu$ sec). Die Radien sind 32, 18,5 und 8 cm, die Mittelebenenabstände 18,5, 12 und 6 cm. Der ganze Kompressor ist noch von einer in der Mittelebene offenen Kupferdose mit 100 cm  $\varnothing$  umgeben, um die azimutale Symmetrie der gepulsten Magnetfelder zu gewährleisten. Der Feldindex beträgt  $n = 0,6$  am Einschubradius von 20 cm. Durch zeitliche Variation der drei die Spulen speisenden Kondensatorentladungen (8, 20 u. 20 kWs) kann in gewissen Grenzen der Feldindex während der Ringkompression beeinflusst werden.

Das Kompressorfeld, zum Einschubzeitpunkt ca. 410 G, darf den Elektronenstrahl bis zur Einschuböffnung nicht beeinflussen. Daher besteht die Schnauze aus Kupfer, damit kein gepulstes Feld eindringen kann. Dies bewirkt einen diamagnetischen Effekt, der die Feldsymmetrie in Schnauzennähe stört. Mit einem vielfach geschlitzten ferromagnetischen Eisenschirm konnte dieser diamagnetische Effekt soweit kompensiert werden, daß die Feldstörung kleiner 2 % am Sollkreis bleibt.

Ohne besondere Maßnahmen würden alle Elektronen nach wenigen Umläufen auf die Einschubschnauze auftreffen. Um dies zu verhindern, werden, die Elektronen außerhalb ihres Sollkreises eingeschossen. Sie würden dann kohärente Betatronschwingungen um den Sollkreis machen. Dies wird verhindert, indem man ihnen eine kleine radiale Impulsänderung dergestalt gibt, daß sie im Gebiet des Kreuzungspunktes mit der Sollbahn auf diese einschwenken. Bei den vorliegenden Parametern ( $W = 1,9$  MeV;  $B_0 = 410$  G;  $R_0 = 20$  cm;  $R_{soll} = 18,5$  cm) ist die notwendige Feldänderung bei einem Sektorfeld von  $180^\circ$   $dB/dt = -4 \cdot 10^9$  G  $sec^{-1}$ . Der günstigste Inflektionswinkel ( $180^\circ$ ) und das Zentrum des Inflektorfeldes ( $135^\circ$ ) ergab sich aus numerischen Berechnungen.

Der Magnetfeldimpuls wird mittels einer Kabelentladung über spannungsabhängige Widerstände (Thyrite) erzeugt, die eine durchschwingende Entladung verhindern.

Die Synchronisation des Inflektionsimpulses mit dem Einschubzeitpunkt hat mit einer Genauigkeit von 1 nsec zu erfolgen. Die üblichen elektronischen Triggerverfahren versagen hierbei. In unserem Fall koppeln wir von der zweiten Stufe des Marxgenerators im Febetron einen 60 kV Impuls aus. Durch Reflexion am offenen Kabelende erhalten wir dann einen 100 kV Impuls zur Triggerung der 60  $\varnothing$  kV-Druckfunkenstrecke des Inflektionskreises. Dadurch wurde die Streuung zwischen Elektroneneinschuß und Inflektion kleiner 1 nsec. Der Zeitpunkt wird durch die Kabellänge, Änderungen bis zu 20 nsec durch 10 % Änderungen des Druckes in den Febetron-Funkenstrecken eingestellt. Der Jitter in der Durchlaufzeit des Marxgenerators (<1 nsec) wird dadurch nicht merklich beeinflusst.

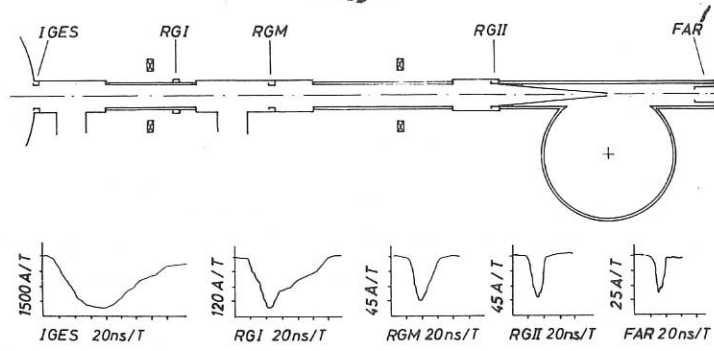


Abb.3 Elektronenstromimpulse im Strahl-führungsrohr

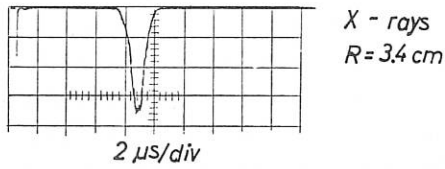


Abb.4 Oszillogramm der  $\gamma$  - Strahlung

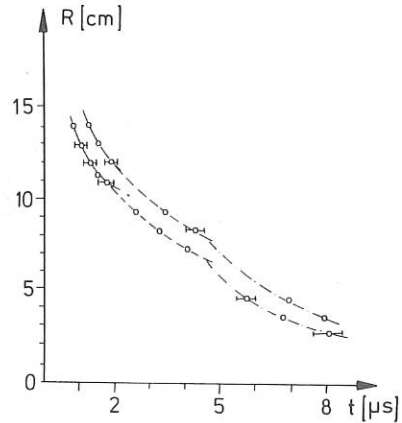


Abb.5 Kompressionsverlauf des Elektronenringes

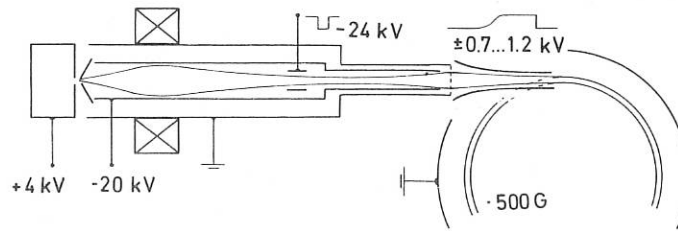


Abb.6 Schema des Ionenring Experiments

Obwohl in der ersten Inflektoranordnung nur ein  $dB/dt \approx 1,6 \cdot 10^9$  G/sec<sup>-1</sup> zur Verfügung stand, könnten Elektronen (einige A) inflektiert und komprimiert werden. Die Ringe wurden durch das Auflaufen der Elektronen auf einen kleinen Faradaycup oder einen dünnen Golddraht über die dabei emittierte  $\gamma$ -Strahlung nachgewiesen. Der Golddraht konnte radial verschoben werden. Abb.4 zeigt ein derartiges  $\gamma$ -Signal bei einem Radius von 3,4 cm. Aus der Kompressionsgeschwindigkeit, gemessen auf dieselbe Weise, und der Impulsbreite bekommt man eine Aussage über die radiale Ausdehnung des Ringes. In Abb.5 ist die radiale Ausdehnung über der Zeit (Kompressionszeit 8  $\mu$ sec) aufgetragen. Die radiale Ringausdehnung  $\Delta R$  verlief linear mit R, d.h., daß es sich um eine adiabatische Kompression der Elektronendichteverteilung im Ring handelt. Durch Verschieben der Zündzeitpunkte des 2. oder 3. Spulenpaares kann man einen ungünstigen radialen Verlauf des Feldindex bekommen. In solchen Fällen kann man ein Aufblasen der Ringe bei den entsprechenden Radien finden.

In der bisherigen Anordnung wurde die Inflektionsspule ausserhalb des Rezipienten (Duran-glas) angebracht. Mit einem Inneninflektor läßt sich zwar leicht das  $dB/dt$  erhöhen, jedoch ist uns damit nie eine Ringkompression gelungen. In diesem Fall verlaufen die Inflektionsspulenteile in einem Abstand von ca. 2 cm. Eventuell verursachen Spiegelladungen eine Anregung von Instabilitäten, die zur Zerstörung der Ringe im Anfangsstadium führen.

Die Radialdimensionen der Ringe im Endzustand der Kompression haben fast die gewünschten Werte erreicht. Die Gesamtteilchenzahl im Ring liegt aber noch zwei Größenordnungen unter dem gewünschten Wert von  $10^{13}$ , d.h. es muß der Elektronenstrom bezüglich Strahlstärke in einer vorgegebenen Emittanz von 50 mrad cm und das Inflektionssystem verbessert werden.

### 3. Beschleunigungssystem:

Für die Ringbeschleunigung ist zunächst die sog. Expansionsbeschleunigung vorgesehen. Hierbei wird der Ring in einem divergenten Magnetfeld durch die Lorentzkraft  $K_Z \sim C \times B_r$  beschleunigt. Dabei wird der transversale Impuls der Elektronen in einen longitudinalen verwandelt. Man hofft, auf diese Weise Protonen auf Größenordnung GeV, und schwere Ionen auf 10 MeV zu beschleunigen.

Bei den zu erwartenden Dichten von der Größenordnung  $10^{13}$  cm<sup>-3</sup> und den damit zusammenhängenden Feldstärken im Ring darf der Gradient des  $B_z$ -Feldes nur ca. 5 Gauss/cm, bei einem  $B_z$ -Feld von 20 KG, sein. Um dies zu erfüllen, dachten wir daran, das 3. Spulenpaar durch ein Paar lange einwindige Spulen (Thetapinchspulen) zu ersetzen. Diese erzeugen im Innern ein homogenes Magnetfeld. Der Feldgradient sollte dann durch einen konischen Stab auf der Achse eingestellt werden. Dieser sollte gleichzeitig den Z-Strom für die  $B_p$ -Stabilisierung führen.

Numerische Rechnungen und Messungen mit nicht beschalteten, d.h. passiv anwesenden einwindigen Zylinderspulen ergaben, dass auf Grund der dort fließenden Spiegelströme der Feldindex bereits außerhalb des 3. Spulenpaares negativ wird, d.h. der Ring würde axial auseinanderlaufen. Dies zu vermeiden, gibt es zwei Möglichkeiten:

- 1.) Einen zeitlich programmierten Stromanstieg im 3. Spulenpaar, denn dieses erzeugt einen positiven Feldindex. Schalttechnisch wird in diesem Fall eine beträchtliche Energie in äußere Schaltinduktivitäten gesteckt und damit die Kosten für den Beschleunigungsteil um ca. 30 - 40 % erhöht.
- 2.) Der Kompressor wird wie bisher benützt und die Beschleunigungsspule beginnt erst bei  $Z = 12$  cm (anstatt 8 cm). Dann bleibt der Feldindex positiv, aber das sog. "spill out", d.h. das Extrahieren des Ringes aus seinem Spiegelfeld in die Beschleunigungsspule hat in 2 Etappen zu erfolgen. Der damit verbundene Mehraufwand wurde noch nicht abgeschätzt.

Die erwähnten Rechenprogramme können die Kompression der Elektronenringe in adiabatischer Näherung in der Mittelebene eines symmetrischen Spulenaufbaues verfolgen oder Feldkomponenten und Feldindex einer beliebigen Spulenanordnung berechnen. Die Ergebnisse stimmen mit Feldindexmessungen am vorhandenen Kompressor überein. Dabei sind das 1. und 2. Spulenpaar durch Kreisringe mit gemessener Selbstinduktivität eingesetzt und nur in ihrem aktiven Schaltzustand berücksichtigt. Die Abschirm Dosen und die langen Beschleunigungsspulen wurden in eine größere Zahl von Einzelementen zerlegt und deren Selbst- und Gegeninduktivitäten nach bekannten Formeln eingesetzt. Die Dosen sind immer als geschlossene Elemente, das 3. und das Beschleunigungsspulenpaar als passiv und aktiv betrieben berücksichtigt. Berechnet wurden die Stromverteilungen, die Feldkomponenten, der Feldindex und die Feldenergie.

Der Übergang von der Kompressionsphase in die Beschleunigungsphase konnte im Detail noch nicht berechnet werden. Erweiterte Programme sind in Vorbereitung. Vernachlässigt wurden bisher der Einfluß der Spulen-Einspeisungsschlitze. Es wird ein Modell aufgebaut, bei dem dieser mit einer Genauigkeit von einigen 0/00 gemessen werden kann.

#### 4. Technische Entwicklungen:

##### 1) Regelung für ein stationäres Magnetfeld

Im Febetron ist ein stationäres Magnetfeld zur Strahlfokussierung in der Beschleunigungsstrecke eingebaut. Die Feldstärke beeinflusst empfindlich das Strahlverhalten. Es wurde hierfür eine Regelung gebaut, die nach 1 msec Einschwingvorgang das Magnetfeld auf 0,1 % konstant hält.

##### 2) Für die zeitliche Synchronisation der Elektronenkanone mit dem Kompressorfeld wurde ein sehr zuverlässiges Impulsverzögerungsgerät entwickelt, dessen zeitlicher Jitter bei 1 nsec liegt.

##### 3) Von einem endgültigen Beschleuniger wird eine Repetitionsrate von der Größenordnung 10 - 100 Hz verlangt. Unser nächster Schritt soll in den 1 Hz Bereich vorstoßen. Dies erfordert Funkenstreckenschalter, die diese Repetitionsrate zulassen. Ein Test mit den Isar II-Funkenstrecken mit Impulsabständen von 14 sec verlief unbefriedigend. Nach ca. 900 Schaltungen, bei Strömen von 50 kA, Anstiegszeiten von ca. 10 $\mu$ sec und Abfallszeiten von ca. 100 $\mu$ sec, fiel die Funkenstrecke aus. Ursachen waren starker ungleichmäßiger Abbrand an den Crowbarelektroden, starke Bedämpfung der Isolations- teile im Bereich der Startfunkenstrecke. Immerhin erbrachte der Test Hinweise für notwendige Verbesserungen. Die Hochspannungsgruppe der Abt. Technik hat nun die Entwicklung einer neuen Funkenstrecke übernommen.

#### 5. Ionenringexperiment

Parallel zum Elektronenringexperiment wurde ein Ionenringexperiment (vgl. Abb.6) aufgebaut. Damit sollte die Möglichkeit untersucht werden,  $H^+$ -Ionen bereits vor Beginn der Elektroneninjektion mit den Elektronen auf einen gemeinsamen Sollkreis zu bringen, um Ionen- und Elektronenring gemeinsam zu komprimieren.



Dazu wurde zunächst versucht, einen Ionenring genügender Intensität in einem statischen, dem Kompressorfeld zum Einschußzeitpunkt entsprechenden Magnetfeld zu erzeugen. Als Ionenquelle diente ein Duoplasmatron. Die aus der Emissionsöffnung des Duoplasmatrons austretenden Ionen werden zunächst auf etwa 25 kV beschleunigt und anschließend durch eine Magnetlinse auf die etwa 1 m entfernte Einschußschnauzenöffnung fokussiert. Der Anteil an Fremdionen im Strahl wird dabei auf weniger als 10 % des ursprünglichen Anteils reduziert. Beim Verlassen der Einschußschnauze werden die Ionen durch eine Netzlinse mit verstellbarer Brennweite auf etwa 4 keV abgebremst, damit sie dasselbe magnetische Moment wie die Elektronen erhalten, und so fokussiert, daß an der Übergangsstelle in den Ring eine Strahl-taille zustandekommt. Zur Abschirmung des Magnetfeldes ist das doppelwandige Strahlführungsrohr außen aus Eisen und innen aus Mumetall ausgeführt. Die genaue Justierung des Strahls nach Form und Lage in der Einschußschnauze erfolgt durch eine elektrische Quadrupollinse und durch Abdeckplatten hinter der Magnetlinse. Die schnelle An- und Abschaltung des Strahls geschieht durch ein über Funkenstrecken betätigtes Pulsrohr, womit ein negativer Rechteckimpuls von 1.3  $\mu$ sec, der Dauer eines Strahlumlaufes im Magnetfeld, mit einer Flankenbreite von je 0.2  $\mu$ sec erzeugt werden kann.

Zur Emittanzmessung wurde der Strahl etwa am Ort des Pulsrohres auf eine Blende von ca. 2 cm Durchmesser fokussiert, dann auf 4 keV abgebremst und nach Durchlaufen eines feldfreien Gebietes auf eine Lochmaske mit radial angeordneten feinen Löchern gelenkt. Die aus der Maske austretenden feinen Strahlkegel wurden in verschiedenen Abständen von der Maske durch eine Drahtsonde und einen Schreiber registriert. Die Auswertung ergab Emittanzwerte unterhalb von 200 mrad.cm.

Um Störungen des Magnetfeldes zu vermeiden, wurde die eiserne Einschußschnauze 24 cm vom Übergangspunkt des Strahls in den Sollkreis zurückgezogen. Die verbleibende Feldstörung auf dem Sollkreis beträgt dann noch 2 %. Die Überleitung des Strahls von der Schnauze in den Sollkreis geschieht durch ein Inflektorplattenpaar, das ähnlich wie ein Wienfilter wirkt. Die Platten sind in Strahlrichtung leicht konvex und in Richtung der Magnetfeldlinien konkav zum Strahl hin geformt und erzeugen im Strahlbereich ein annähernd homogenes elektrisches Feld, dessen Stärke in Strahlrichtung ungefähr proportional mit dem Magnetfeld zunimmt. Die untere Platte ist teilweise geschlitzt, um Mehrfachumläufe des Strahls zu ermöglichen. Das Inflektorfeld wird nach einem Umlauf abgeschaltet. Unten seitlich am Schlitz angebrachte Kompensationselektroden dienen zum Ausgleich der vom Schlitz verursachten Feldstörungen. Die Form dieser Anordnung wurde durch numerische Lösung der Laplace-Gleichung nach dem Relaxationsverfahren ermittelt. Bei einem Sollkreisdurchmesser von 18.5 cm und einem kleinen Ringdurchmesser von 3 cm kann der Ring mit etwa  $5 \cdot 10^9$   $H^+$  Ionen gefüllt werden.

## 6. Elektronenquelle mit laserbestrahlter Kathode /1, 2/

Wir haben oben gesehen, daß die Strahlqualität des serienmäßigen Febetrans noch nicht unseren Anforderungen entspricht. Die Emittanz einer Quelle läßt sich aber durch Verringerung der Emissionsfläche verbessern. Dem hier beschriebenen Experiment liegt die Vorstellung zu Grunde, daß man mit einem Hochleistungs-Q-switch-Laser scharf fokussiert eine Kathode in einem Querschnitt von ca.  $10^{-2}$   $cm^2$  aufheizen und zur Elektronenemission bringen kann. Ob es sich um eine thermische Emission oder um eine Emission aus einem durch Laserbeschuß entstandenen Plasma handelt, ist offen.

Die Versuchsanordnung besteht nach anfänglichen Variationen aus einem Blumleinkabel ( $Z = 80 \Omega$ ) als Impulsspannungsgenerator, einem Beschleunigungsrohr mit einer Tantalkathode und praktisch ebener Elektrodenanordnung. Abb.7 zeigt die schematische Anordnung. Für die Saugspannung wurde aus zwei Gründen ein Impulsgenerator gewählt:

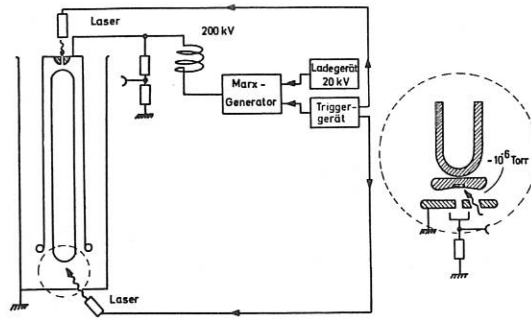


Abb.7 Versuchsaufbau

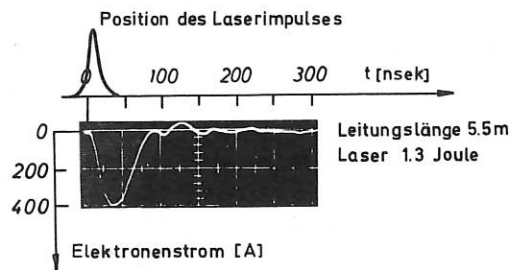


Abb.8 Elektronenimpuls

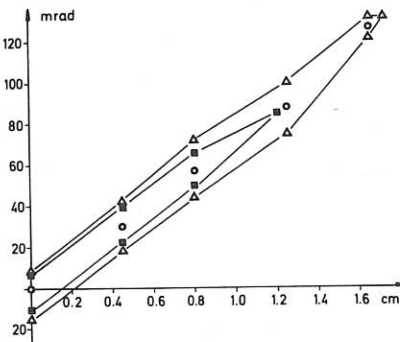


Abb.9 Linien konstanter Phasendichte

- 1.) Soll ein zeitlich begrenzter Elektronenimpuls erzeugt werden,
- 2.) soll die Röhre nicht durch eine nachfolgende Plasmaentladung belastet werden.

Zur Bestrahlung wird ein 2stufiger Rubinlaser im Qswitch-Betrieb verwendet. Die Laserimpuls-Halbwertsbreite beträgt 17 nsec, die Energie wurde zwischen ca. 0,5 und 8 Joule variiert. Die Leistungsdichte auf der Kathode ist von der Größenordnung  $10^{10}$  W/cm<sup>2</sup>. Die Saugspannung wurde von 1 - 150 KV durchlaufen. Die Maximalwerte der gezogenen Gesamtströme liegen bei 700 - 1000 A, die Impulsdauer deckt sich mit den Laufzeiten der Kabelspeicher und der Einsatzpunkt der Elektronenimpulse fällt in den Anstieg des Laserimpulses, Abb.8.

Zeitintegrierte Emittanzmessungen wurden bei einer Saugspannung von 60 KV durchgeführt. Dabei ergab sich die Emittanzfläche für den Bereich bis zu 1/2 der maximalen Phasendichte  $\mathcal{E}_{1/2} = 37$  mrad cm, bis zu 1/4  $\mathcal{E}_{1/4} = 84$  mrad cm. Abb.9 zeigt diese Emittanzflächen.

In den 1/2-Bereich fällt die Hälfte des Stromes (17A), der auf die Emittanzbox auftrifft, in den 1/4-Bereich 3/4 des Stromes. Die Brightness ergab sich zu  $B_{1/2} = 10^{-1}$  A/sterad cm<sup>2</sup>eV, und zu  $B_{1/4} = 3 \cdot 10^{-2}$  A/sterad cm<sup>2</sup> eV.

Dieser Werte decken sich mit den oben aufgestellten Forderungen. Die Versuche werden bei 150 kV Saugspannung fortgeführt. Vor allen Dingen soll mit einem magnetischen zeitauflösenden Spektrometer das Energiespektrum des Strahles gemessen werden.

#### 7. Strahlung eines Elektronenrings beim Durchgang durch eine Kavität

(H.H. Berghahn, A. Schlüter)

Durch direkte Lösung der Maxwell'schen Gleichungen wurde in einem zweidimensionalen Modell die Reaktion des vom Ring erzeugten Strahlungsfeldes auf den Ring numerisch errechnet, Resultate liegen vor bis zu einem Wert von  $\gamma = 3$  und zeigen, daß eine erhebliche, im wesentlichen oszillatorische Kraft sich noch weit nach der Passage durch die Kavität bemerkbar macht. Hierdurch wird Zweifel daran geweckt, ob es zulässig ist, den Durchflug durch viele hintereinander liegende Kavitäten in einer Näherung zu behandeln, in der die Bewegung des Ringes als streng gleichförmig und die Kavitätenanordnung als unendlich lang und streng periodisch angenommen wird.

Die Hauptbemühungen im Berichtszeitraum galten der Entwicklung des numerischen Verfahrens, bei dem die Behandlung der einspringenden Ecken besondere Schwierigkeiten bereitete.

#### 8. $B_{\phi}$ -Stabilisierung

(A. Schlüter)

Die lineare Theorie der Wirkung eines Magnetfeldes, das durch einen axial zentrischen Leiter erzeugt wird, auf die Stabilität bei der Kompression, dem sog. spill out, und auf die Expansionsbeschleunigung wurde entwickelt. Es erscheint möglich, daß mit Hilfe dieses Stromes das Kreuzen der fundamentalen Resonanz der Betatron-Schwingungen, das sonst vermutlich entscheidende Schwierigkeiten bereiten würde, während des gesamten Prozesses vermieden werden kann.

#### Literatur:

- /1/ Proc. 3rd Work Meeting on Electron Ring Accelerators, Okt. 1969  
Kernforschungszentrum Karlsruhe, ext. Bericht 3/69-30

THEORIE (DR. D. PFIRSCH)

1. Gleichgewicht

- 1.1 Über die Existenz toroidaler magnetohydrostatischer Gleichgewichte ohne Rotationstransformation  
(D. Lortz)

Es wurde die Existenz von Lösungen der Gleichungen des magnetohydrostatischen Gleichgewichts unter folgenden Bedingungen untersucht:

Das Magnetfeld  $\underline{B}$  ist auf einer dreifach zusammenhängenden analytischen toroidalen Fläche  $T$  tangential, die zu einer Meridionalebene spiegelsymmetrisch liegt. Der Druck als hinreichend glatte Funktion von  $q = \oint |B|^{-1} dl$  und der azimutale magnetische Fluß  $F$  sind vorgegeben. Es zeigte sich, daß ein Gleichgewicht existiert, falls der Druckgradient nicht zu groß ist. Diese Gleichgewichtskonfiguration liegt symmetrisch zur Ebene der Spiegelsymmetrie und besitzt nur geschlossene Magnetfeldlinien. Die in den Anwendungen außerdem erwünschte Forderung, daß die Flächen  $q = \text{const}$  dreifachen toroidalen Zusammenhang haben, ist erfüllbar, indem die Fläche  $T$  so gewählt wird, daß das durch  $T$  und  $F$  bestimmte Vakuummagnetfeld diese Eigenschaft hat.

- 1.2 Asymptotische magnetische Flächen  
(G.O. Spies, D. Lortz)

Für beliebige Magnetfelder der Form  $\underline{\mathcal{B}} = \sum_{\nu \geq 0} \epsilon^\nu \underline{\mathcal{B}}_\nu$ , wobei die Feldlinien des ungestörten Feldes  $\underline{\mathcal{B}}_0$  geschlossen sind, wurde unter ziemlich schwachen Voraussetzungen gezeigt, daß die Gleichung  $\underline{\mathcal{B}} \cdot \nabla F = 0$  formale einwertige Lösungen  $F = \sum_{\nu \geq 0} \epsilon^\nu F_\nu$  besitzt, und daß die asymptotischen magnetischen Flächen  $F = \text{const}$  in jeder Ordnung eindeutig bestimmt sind. Es werden Rekursionsformeln hergeleitet, mit deren Hilfe jede Ordnung der Funktion  $F$  aus ihren niedrigeren Ordnungen berechnet werden kann, und für die niedrigste Ordnung werden explizite Ausdrücke angegeben. Letztere hängen von der Rotationstransformation ab. Für den Spezialfall Stellarator-ähnlicher Vakuumfelder wurde eine notwendige Bedingung für die Geschlossenheit der asymptotischen magnetischen Flächen hergeleitet. Als eine weitere Anwendung wurde die niedrigste Ordnung einer adiabatischen Invarianten der longitudinalen Bewegung nicht-gefangener Teilchen konstruiert.

- 1.3 Stationäres Gleichgewicht für den toroidalen Theta Pinch /31/  
(H. Tasso, B.T. Green, H.P. Zehrfeld)

Mit Hilfe eines "detaillierten" Virial-Satzes ist es möglich zu beweisen, daß eine toroidale Anordnung, in der die elektrischen Ströme nur meridional fließen, nicht möglich ist, selbst wenn man die Trägheitskräfte der Massenströmung mitnimmt. Dieser Satz ist eine Verallgemeinerung des statischen Falles.

- 1.4 Nichtexistenz einer Klasse magnetohydrodynamischer toroidaler Gleichgewichte  
(H. Tasso)

Im axialsymmetrischen Fall ist es möglich, den folgenden Satz zu beweisen:

Wenn das toroidale Magnetfeld ein Vakuumfeld ist und wenn eine inkompressible und rein meridionale Strömung vorhanden ist, kann das Plasma nicht in einem Torus eingeschlossen werden.

- 1.5 Charakteristiken eines stationären Systems, beschrieben mit makroskopischen Gleichungen <sup>1)</sup>  
(H. Tasso)

Das hier benutzte System ist das makroskopische System, wobei Widerstand und Viskosität mitgenommen sind. Man kann das stationäre System in fünf kleinere Systeme erster Ordnung und in eine einzige Gleichung erster Ordnung unterteilen. Drei dieser "Untersysteme" sind äquivalent zu Impulsgleichung und elliptisch (wegen der Viskosität). Zwei "Untersysteme" sollen das elektrische und das magnetische Feld bestimmen und sind ebenfalls elliptisch. Die letzte Gleichung ist die Kontinuitätsgleichung; sie soll die Dichte bestimmen und ist hyperbolisch. Das System ist also trotz der Einführung von Transportkoeffizienten gemischt.

Es scheint, daß dieses Ergebnis auch dann noch erhalten bleibt, wenn andere Transportkoeffizienten dazu addiert werden.

Wahrscheinlich werden die Resonanzen, die in den idealen statischen Gleichgewichten gefunden worden sind, deshalb bestehen, weil sie an der hyperbolischen Natur des Systems zu hängen scheinen.

## 2. Stabilität

- 2.1 MHD-stabile axialsymmetrische Gleichgewichte mit  $l = \infty$   
(E. Rebhan)

Axialsymmetrische Gleichgewichte mit rein meridionalen Magnetfeld (der Strom ist rein toroidal) können nur MHD-stabil sein, wenn das Plasma um einen stromdurchflossenen Innenleiter angeordnet ist. Durch geeignete Vorgabe des Druckprofils können solche Anordnungen mit Innenleiter gegen alle MHD-Strömungen stabil gemacht werden. Als Funktion des Abstandes vom Innenleiter wächst dabei der Druck zunächst von Null aus an, um dann nach Durchschreiten eines Maximums wieder abzunehmen. Aus Stabilitätsgründen kann der Druck bis zur äußeren Wand nicht wieder bis auf den Wert null abfallen, er kann jedoch hinreichend klein gegen den Maximalwert werden (es gilt etwa  $p \sim 1/r^{10/3}$ ). Dieser Tatbestand erscheint unkritisch im Hinblick darauf, daß auch bei Gleichgewichten, die durch ein Vakuum von der Außenwand isoliert sind, durch endliche Leitfähigkeit und andere nichtideale Effekte eine Randschicht mit endlichem Plasmadruck erzwungen wird.

- 2.2 Dispersionsbeziehung eines inhomogenen Vlasow-Plasmas  
(R. Croci, R. Saison)

Die Stabilität eines Plasmas in einem konstanten und homogenen ( $\text{low } \beta$ ) Magnetfeld in z-Richtung mit

$$f_{0j} = f_j (v_{\perp}^2, v_{\parallel}^2) e^{-\alpha |z| + v_y / \Omega_j}$$

wurde untersucht ohne die bisher angewendeten Näherungsmethoden (lokale Approximation, WKB Verfahren)

1) IPP 6/84, Jan. 1970

(zur Veröffentlichung an Physics of Fluids)

Es wurde zunächst gezeigt, daß die Laplace-Transform in der Zeit des elektrischen Potentials existiert (für physikalisch annehmbare Anfangsbedingungen). Damit ist das Problem der Stabilität auf die Untersuchung der Singularitäten in der  $\omega$ -Ebene zurückgeführt. Wenn die Werte von  $\omega$ , wo das Potential singularär wird, von der x-Komponente des Fourier-Vektors  $k$  abhängt ("dispersive Singularitäten"), kann die eventuell vorhandene Instabilität "konvektiv" oder "absolut" sein. Anderenfalls kann die Instabilität nur absolut sein.

Eine notwendige Bedingung für die Existenz von "dispersive Singularitäten" ist abgeleitet worden. Sie hat die Form

$$D(\omega, k) = 0$$

wobei  $D$  nur vom Gleichgewicht, nicht aber von der Anfangsbedingung abhängt. Es ist auch gezeigt worden, daß in der quasineutralen Näherung die Singularitäten dispersiv sind; die entsprechende Dispersionsbeziehung wurde abgeleitet.

Über diese Probleme berichtete Herr Saison in Utrecht /1/. Die Ergebnisse sind in einem IPP-Bericht / IPP 6/82/ zusammengefaßt worden.

### 2.3 Eigenschaften von marginal stabilen stossfreien Driftwellen (J.E. McCune, K.U. v. Hagenow)

Mit Hilfe des "slab" Modells für das Gleichgewicht wurden Driftwellen in einem Dichtegradient analytisch und numerisch untersucht. Die Ergebnisse gestatten es zu entscheiden, ob eine gegebene Mode instabil ist oder nicht. Eine wesentliche Eigenschaft ist das unterschiedliche Verhalten je nach dem Wert von  $m$  (reziproke senkrechte Wellenlänge) der Mode. Moden mit kleinem  $m$  und genügend grosser Parallelwellenlänge werden bei relativ kleinen Dichten instabil und werden bei genügend hohen Dichten wieder stabil. Moden mit grossem  $m$  dagegen haben stets eine kritische parallele Wellenlänge, die mit zunehmender Dichte monoton abnimmt. Die zugehörige Frequenz ist sehr niedrig und umgekehrt proportional der kritischen Parallel-Wellenlänge. Mit den Parametern des Wendelstein W II Torus ( $Ba^+$  Plasma) ergeben sich eine grosse Zahl instabiler  $m$  Moden bei Dichten zwischen  $10^7$  bis  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  (bei höheren Dichten sind die Stöße nicht mehr zu vernachlässigen).

### 2.4 Zur relativistischen Vlasov-Gleichung (K.U. v. Hagenow)

Die relativistische Vlasov-Gleichung wurde im 8 - dimensionalen Phasenraum der Vierergeschwindigkeit und der Raum-Zeit Koordinaten kovariant behandelt. Als erste Anwendung wurden Instabilitäten in homogenen, magnetfeldfreien Plasmen betrachtet. Führt man als reduzierte Verteilung  $f(v/c)$  die Zahl der Teilchen ein, die gerade die wahre Geschwindigkeit  $v$  in einer vorgewählten Richtung haben, so ist die Dispersionsrelation formal die des nichtrelativistischen Grenzfalls, insbesondere läßt sich das Penrose-Kriterium anwenden. Damit konnte für den Grenzfall relativistischer Temperaturen gezeigt werden:

1. Die Zweistrominstabilität zweier gegeneinander bewegter Maxwellverteilungen verschwindet nicht, falls die Relativgeschwindigkeit größer ist als  $0.65c$ .
2. Wie im nichtrelativistischen Grenzfall genügen auch hier beliebig kleine Anisotropien der Verteilungsfunktion, um das Plasma gegen transversale Störungen instabil zu machen.

## 2.5 Stabilität der Konvektionsströmung in rotierenden Flüssigkeitsschichten (G. Küppers)

Das Stabilitätsverhalten der Konvektionsströmung in einer rotierenden Flüssigkeitsschicht wurde zu folgenden Bedingungen untersucht:

1. Die Schicht ist senkrecht zur Schwerkraft angeordnet und wird in Richtung der Schwerkraft von 2 plan-parallelen Ebenen begrenzt.
2. Senkrecht zur Schwerkraft ist die Schicht unendlich ausgedehnt.
3. Die Rotation der Schicht ist starr um eine Achse normal zur Schicht.
4. Die Schicht wird gleichförmig von unten erhitzt d.h. an der Begrenzungsebene existieren keine horizontalen Temperaturgradienten.
5. Als Randbedingung wird angenommen, daß im rotierenden Bezugssystem alle Komponenten der Geschwindigkeit an den 2 Begrenzungsebenen verschwinden.
6. Das Verhältnis von kinematischer Viskosität  $\nu$  zu Wärmeleitfähigkeit  $\alpha$  ist endlich.

Die stationären, nicht linearen, wie auch die linearisierten Stabilitätsgleichungen werden durch eine Amplitudenentwicklung gelöst. Es kann gezeigt werden, daß alle möglichen dreidimensionalen Konvektionsströmungen instabil sind. Ferner existiert zu jedem Wert der Prandtlzahl  $P = \nu/\alpha$  ein kritischer Wert  $\tau_c^2$  der Taylorzahl  $\tau^2 = 4|\vec{\Omega}|^2 d^4/\nu^2$  ( $\vec{\Omega}$  Winkelgeschwindigkeit,  $d$  Schichtdicke) unterhalb dessen die zweidimensionale Walzenströmung stabil und oberhalb dessen sie instabil ist. Weiter konnte gezeigt werden, daß für  $\tau$  in der Größenordnung von  $\tau_c$  für  $P > 1$  keine stationäre Konvektion bei unterkritischen Werten der Rayleighzahl  $R$  existiert.  $R$  ist ein dimensionsloses Maß für den Temperaturunterschied der beiden Schichtebenen. Man erhält somit das interessante Ergebnis, daß für  $P > 1$  und  $\tau > \tau_c$  ein Übergang von reiner Wärmeleitung zu zeitabhängiger Konvektion stattfindet, wenn die Rayleighzahl von einem unterkritischen Wert anwächst.

Die Untersuchung der hier möglichen überstabilen Moden wurde begonnen. Interessant sind vor allem Fragen des Zusammenhangs der Überstabilität mit der zeitabhängigen Konvektion.

## 3. Diffusion

### 3.1 Stationäre Strömungen und Plasmaverluste im Stellarator (B.J. Green, H.P. Zehrfeld)

Für Plasmen niedriger Dichte wurde der Einfluß der Trägheitskräfte der Plasmaströmung auf das Gleichgewichtsverhalten und auf die Teilchenverluste untersucht. Bei großer elektrischer Leitfähigkeit läßt sich der Fluß von Plasma durch die magnetischen Flächen in Abhängigkeit von jenen Massenflüssen in toroidaler und meridionaler Richtung innerhalb der magnetischen Flächen ausdrücken, die bei unendlicher Leitfähigkeit willkürlich sind. Diese Massenflüsse, die komplizierten gewöhnlichen Differentialgleichungen genügen und von Randbedingungen abhängen, unterliegen bestimmten Einschränkungen, die von der Bedingung der Existenz einer stationären Gleichgewichtslösung herrühren. Bezüglich der Massenflüsse gibt es zwei getrennte Existenzgebiete für das Gleichgewicht, die beide in beschränkten Teilbereichen Unterschallströmungen zulassen.

Für das Gebiet, das den Fall der klassischen Diffusion bei Vernachlässigung von Trägheit enthält, wird für  $|v| \leq c$  die klassische Diffusionsrate nicht wesentlich übertroffen.

3.2 Langsame Diffusion in toroidalen Gleichgewichten  
(H.P. Zehrfeld)

Nach den üblichen hydromagnetischen Gleichungen für ein in toroidaler Konfiguration langsam nach außen diffundierendes Plasma hängt die Stromdichte nur vom Verhalten des Magnetfeldes in den magnetischen Flächen und von Flächengrößen ab (Kruskal u. Kulsrud 1958). Durch formale Integration längs Feldlinien auf irrationalen Flächen läßt sie sich im Prinzip überall berechnen und damit auch der Fluß vom Plasma aus dem Einschlußbereich heraus (Johnson und v.Goeler 1968). Der zugehörige Ausdruck ist nur auf irrationalen Flächen definiert. Eine Untersuchung des Sachverhaltes auf rationalen Flächen ergibt ein geometrisch einfach zu deutendes Resultat, das durch die q-Bedingung konsistent mit der Formel von Johnson und von Goeler ist. Es wird der schon bekannte Näherungsausdruck für kleine Rotationstransformation bestätigt und axialsymmetrische Gleichgewichte lassen sich mit einfachem Ergebnis ganz allgemein behandeln.

3.3 Ein numerisches Modell zur Stellaratordiffusion  
(K.U. v.Hagenow)

Es wurde ein Programm zur Lösung der magneto-hydrodynamischen 1-Flüssigkeitgleichungen mit skalarer Leitfähigkeit im Modell-Stellaratorfeld nach Pfirsch-Schlüter entwickelt, um den Einfluß der Trägheit auf die Diffusion zu studieren. Vorläufige Ergebnisse zeigen die in Princeton an einem ähnlichen Modell beobachtete Rotation des Plasmas nicht. Ferner scheint die Pfirsch-Schlüter Formel die Diffusion wenigstens größenordnungsmäßig richtig zu beschreiben. Zur Frage der Rotation und zum genaueren Vergleich mit obiger Formel sind jedoch noch weitergehende analytische und numerische Untersuchungen nötig.

3.4 Energiebilanzgleichung und erhöhte Plasma-Diffusion im Torus  
(H. Wimmel)

Eine exakte Energiebilanzgleichung für ein Plasma mit anisotropem Druck im Magnetfeld wurde hergeleitet. Danach setzt sich der Teilchenverlust durch eine Isobarenfläche aus verschiedenen Termen additiv zusammen, von denen jeder eine spezielle Teilkraft (E-Feld, Reibung, Druckterme) enthält. Es wird gezeigt, daß die Galeev-Sagdeev-Diffusion ("Bananendiffusion") im Torus kleine Druckanisotropien (z.B. von der Ordnung  $10^{-5}$  oder  $10^{-6}$ ) voraussetzt, um mit der Energiebilanzgleichung verträglich zu sein. Dagegen dominiert in der Pfirsch-Schlüter-Diffusion der Effekt der (EXB)-Drift. Die Ergebnisse wurden in einem IPP-Bericht (IPP 6/78) zusammengefaßt und in Nuclear Fusion 10 (1970) publiziert.

3.5 Nichtresonante Teilchendiffusion in stochastischen elektromagnetischen Feldern  
(D. Biskamp, D. Pfirsch)

Unter Benutzung einfacher quantenmechanischer Methoden wird eine Fokker-Planck-Gleichung für die nichtresonante Streuung von Feldern an schwachen turbulenten elektromagnetischen Feldern hergeleitet.

4. Turbulenz

4.1 Schwach turbulente stoßfreie Stoßwellen in magnetisierten Plasmen <sup>1)</sup>  
(D. Pfirsch)

Es wird gezeigt, daß der turbulente elektrische Widerstand an der Stoßfront wegen des

1) LPS Report 33 November 1969, Cornell University, Ithaca, N.Y.



Einflusses gefangener Teilchen nicht im Rahmen einer quasilinearen Entwicklung berechnet werden kann. Der Beitrag der gefangenen Teilchen zum Strom ist vernachlässigbar. Der Widerstand der freien Elektronen wird durch einen Diffusionsterm erster Ordnung im fluktuierenden elektrischen Feld beschrieben. Übereinstimmung mit experimentellen Stoßfrontdicken ergibt sich für  $E^2/4\pi n k T_e \approx 0,07$ . Dieser Wert kann als Äquipartition zwischen der kinetischen Energie der gefangenen Teilchen und der Energie in den elektrischen Feldern verstanden werden.

#### 4.2 Die Langevin-Gleichung der schwachen Turbulenz (P. Gräff zusammen mit K. Elsässer <sup>+</sup>)

Es wird die zeitliche Entwicklung der Statistik schwach gekoppelter Wellen untersucht. Eine strenge Formulierung - ähnlich der Liouville-Gleichung - läßt sich nach E. Hopf für das charakteristische Funktional finden.

Wenn große Amplituden unwahrscheinlich sind, so kann man die Lösung asymptotisch approximieren. Dazu wird statt des charakteristischen Funktionals das für die Kumulanten verwendet, sowie der zeitasymptotische Formalismus von Bogoliubow und Mitropolski.

Die resultierende "master Gleichung" kann so verstanden werden, als ob die ursprüngliche Bewegungsgleichung der Wellen durch eine Langevin-Gleichung ersetzt worden sei. Die Leistung dieses Modells sichert zugleich die Realisierbarkeit der niedrigsten nicht-trivialen Näherung: Es kann also nicht geschehen, daß ein anfänglich positives Spektrum im Laufe der Zeit negativ wird.

Ein geschlossen behandelbarer Spezialfall ist das Gauß-Maß.

### 5. Transportgleichung

#### 5.1 Abkühlung von Plasmaelektronen durch inelastischen Stoß mit O<sub>2</sub>-Molekülen (Anregung von Rotationsniveaus) (H. Wimmel, H. Wobig)

Die Temperaturhalbwertszeit von Plasmaelektronen der Ausgangstemperatur 0,2 eV wurde abgeschätzt. Bei inelastischem Stoß mit O<sub>2</sub> der Dichte  $n \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  folgen Halbwertszeiten der Größenordnung 0,1 sec. Die Abkühlungszeiten auf Zimmertemperatur sind länger ( $\approx 1 \text{ sec}$ ). Genauere Ergebnisse würden numerische Rechnungen erfordern (Lösung einer Boltzmann-Gleichung mit inelastischen Stößen, Summation über die O<sub>2</sub>-Rotationsniveaus). In Fällen, wo eine hinreichend kleine O<sub>2</sub>-Konzentration gemessen werden kann, dürfte jedoch unsere Abschätzung genügen.

#### 5.2 Transportgleichung für ein homogenes Magnetoplasma unter dem Einfluß eines elektrischen Wechselfeldes /28/ <sup>1)</sup> (A. Salat, G. Joyce <sup>++</sup>)

Die 1968 begonnene Herleitung einer kinetischen Gleichung für die Verteilungsfunktion der Elektronen eines homogenen Magnetoplasmas unter dem Einfluß eines schwachen elektrischen Feldes, dessen Frequenz beliebig sein kann, etwa auch in der Nähe der Gyrofrequenz der Elektronen, wurde abgeschlossen. Ausgegangen wurde von den ersten beiden BBGKY-Gleichungen und alle Beiträge, die bei kleinen Abständen ohne Abschneiden nicht logarithmisch divergieren, wurden vernachlässigt. In dieser Näherung wird die kinetische Gleichung identisch mit der Fokker-Planck-Gleichung eines feldfreien Plasmas, mit Ausnahme des

---

<sup>+</sup>) Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München

<sup>++</sup>) als Gast des Phys. Res. Center, Iowa City, Iowa, USA

1) zur Veröffentlichung angenommen bei 'Plasma Physics'

Coulomblogarithmus, in dessen Argument  $k_{\max} v_{th} / \omega_p$  die Plasmafrequenz  $\omega_p$  durch das Maximum von  $\{\omega_p, \Omega_e, \omega - n \Omega_e\}$ ,  $n = 0, \pm 1$  zu ersetzen ist. Dies gilt sowohl im Elektron-Ion- wie im Elektron-Elektron-Stoßterm und im Limes  $m_e/m_i \ll 1$ . Diese Änderung des Logarithmus ist bei der Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit von Plasmen zu beachten.

### 5.3 Kinetische Gleichung im homogenen Magnetoplasma (H. Gratzl)

Im schwach instabilen oder stabilen Bereich sind elektrostatische Störungen nichtlinear mit den Teilchen in Wechselwirkung (wie durch nichtlineare Landaudämpfung), wenn keine Wellenzerfälle vorkommen und wenn die lineare Landaudämpfung, z.B. bei kleinen Larmorradien, ausfällt.

## 6. Wellen im Plasma

### 6.1 Überkritische Kompressionswelle (R. Chodura, K. Graf Finckenstein, R. Gorenflo)

In einer früheren Arbeit (Phys. Fluids 11, 400 (1968)) wurde die zeitliche Entwicklung einer Kompressionswelle untersucht, die durch den raschen Anstieg eines Magnetfeldes am Außenrand einer zylindrischen Plasmasäule erzeugt wird. Dabei wurden zur Beschreibung des Plasmas 2-Flüssigkeitgleichungen verwendet, welche als einzigen Dissipationsmechanismus Elektronen-Ionen-Reibung enthielten. Diese Rechnungen zeigten, daß bei genügend raschem Ansteigen des äußeren Magnetfeldes die nach innen laufende Dichtewelle an ihrer Vorderfront einen unendlich steilen Gradienten ausbildet. Da in diesem Fall die Anwendbarkeit der Flüssigkeitgleichungen zusammenbricht (die Längenskala wird kleiner als der Gyrationradius), andererseits aber gerade derartige überkritische Wellen einen interessanten Ionen-Heizungsmechanismus darstellen, wurde versucht, die Kompressionswelle mit Hilfe einer Vlasov-Gleichung für die Ionen und einer Flüssigkeitgleichung für die Elektronen zu beschreiben. Dabei wurde angenommen, daß das selbstkonsistente Magnetfeld im wesentlichen von den Elektronen beeinflusst wird und daß die Ionenbewegung hauptsächlich durch das radiale elektrische Raumladungsfeld bestimmt ist, das sich aufgrund der Quasineutralitätsforderung ergibt.

Zur numerischen Behandlung dieses Problems wurden zur Vereinfachung ebene Koordinaten verwendet. Es wurde für die Vlasov-Gleichung ein positivitätserhaltendes Differenzenverfahren erster Ordnung entwickelt und mit diesem auf der IBM 360/91 gerechnet. Der Beschleunigungsterm in der Vlasov-Gleichung ergibt sich aus den Maxwell'schen Gleichungen, die mit Hilfe eines impliziten Differenzenverfahrens approximiert wurden. Als Randbedingung wurde elastische Reflektion der Teilchen sowie ein linear mit der Zeit ansteigendes äußeres Magnetfeld angenommen.

Die numerischen Resultate zeigen ebenfalls eine nach innen laufende Dichtewelle, jedoch wird der Gradient an ihrer Vorderfront nicht so steil, wie bei den Rechnungen mit den Flüssigkeitgleichungen, es fehlt also das überkritische Verhalten der Kompressionswelle. Die Gründe für diese Unterschiede sollen noch untersucht werden. Die Durchführung des Programms für die numerischen Untersuchungen wurde von Frau H. Wilhelm vorgenommen.

Um die Problematik der elastischen Reflexion an den Wänden zu studieren, wurde in der Vlasov-Gleichung

$$\frac{\partial f}{\partial t} + w \frac{\partial f}{\partial x} + k \frac{\partial f}{\partial w} = \sigma$$

der Faktor  $k$  versuchsweise als konstant angenommen und das entstehende Anfangsrandwertproblem mittels der Charakteristiken-Methode stückweise explizit gelöst. Es ergibt sich,

daß mit fortschreitender Zeit  $t$  die Lösung  $f(x, w, t)$  sich immer stärker aufräumt. Hierfür übernahm Herr J. Steuerwald die Durchführung von Detailrechnungen und die Programmierarbeiten. Die Interpretation der erzielten Resultate bedarf noch weitergehender Untersuchungen.

## 6.2 Nichtlineare quasineutrale elektrostatische Wellen (H. Tasso)

Die Annahme der Quasineutralität ist eine sehr große Erleichterung, um aus der Vlasov-Gleichung stationäre Lösungen zu gewinnen. Die Dichte kann dann sehr oft als Funktion des elektrischen Potentials explizit angegeben werden. Außerdem läßt sich die Positivität der Verteilungsfunktion beweisen, wenn die Potentialhöhe etwa die thermische Grenze nicht überschreitet. Die Form des Potentials ist beliebig. Die Gradientenlänge soll viel größer als die Debye-Länge sein, damit die Quasineutralität eine asymptotische Näherung darstellt.

Man kann als Beispiel eine Klasse von laminaren elektrostatischen Stoßwellen explizit darstellen.

## 6.3 Kopplung von Elektronenplasmawellen und Ionenschallwellen im schwachen Magnetfeld (H. Gratzl)

Die resonante Wellenkopplung elektrostatischer Wellen (Übersicht in Phys. Rev. 186, 225 (1969)) wird durch ein schwaches Magnetfeld verändert und zwar in dem Maße, wie sich die beteiligten Ionenschallwellen senkrecht zum Magnetfeld ausbreiten.

## 7. Wechselwirkung Licht-Plasma

### 7.1 Faraday-Drehung im bewegten bzw. inhomogenen Plasma (H. Wimmel, A. Salat)

Für ein kaltes Plasma wurde untersucht, ob eine makroskopische Strömung ( $\vec{v}$  homogen) längs oder quer zur gemeinsamen Richtung des B-Feldes und der Lichtausbreitung eine wesentliche Änderung des Faraday-Effektes bringen kann.

Ergebnis:

Eine Strömung senkrecht zum B-Feld (d.h. EXB-Drift) ergibt keinen Effekt, eine Strömung längs des B-Feldes ergibt einen geänderten Drehwinkel  $\alpha \approx \alpha_0(1-v/c)$ . Bei nichtrelativistischem  $v$  ist also  $\alpha$  nur wenig gegenüber  $\alpha_0$  geändert.

Wenn der Brechungsindex quer zum B-Feld variiert, ergibt eine Abschätzung, daß die entsprechende Änderung der Faraday-Drehung vernachlässigbar ist  $|\alpha - \alpha_0| \ll |\alpha_0|$ , solange  $\Delta y \ll L$  gilt. Hierbei ist  $\Delta y$  die Lichtstrahl-Versetzung im Plasma quer zum B-Feld,  $L$  ist die Länge des Plasmas in B-Richtung.

### 7.2 Lichtstreuung an marginal stabilen Plasmen (G. Joyce, A. Salat)

Die klassischen Formeln für Lichtstreuung im Plasma divergieren, wenn das Plasma marginal stabil wird. Um dieses unphysikalische Ergebnis zu beseitigen, wurde nach einem Verfahren von Rogister und Obermann (1967) bei der Berechnung der Dichtefluktuation die am schwächsten gedämpfte Plasmamode explizit mitgenommen, was die Divergenzen beseitigt. Als Ergebnis erhält man eine Gleichung für die zeitliche Änderung des Streuquerschnitts, die zusammen mit der Änderung der Verteilungsfunktion und der Feldenergie zu lösen ist. Für stabile Plasmen reduziert sich die Lösung auf das klassische Ergebnis. Bei Annäherung an den marginalen Zustand oder Durchgang ins schwach instabile Gebiet sind Lösungen nur unter vereinfachenden Annahmen zu gewinnen. Im rein marginalen Feld wächst der Gesamtquerschnitt anfangs linear mit der Zeit.

## 8. Spezielle theoretische Probleme

### 8.1 Korotation und Druckanisotropien im Sonnenwind /24/ (F. Meyer <sup>+</sup>), D. Pfirsch)

Die bisherigen Theorien der Korotation im Sonnenwind berücksichtigen Drehimpulstransport durch Spannungen des spiralig verformten magnetischen Feldes. Sie führen bei der Erdbahn auf azimutale Geschwindigkeiten von etwa 1 km/sec. Dagegen ergeben Beobachtungen an Kometenschweifeln und Messungen durch die Velasatelliten azimutale Geschwindigkeiten von 4 - 10 km/sec. Es wird gezeigt, daß die beobachteten Druckanisotropen einen weiteren Betrag von etwa 1 km/sec liefern.

### 8.2 Zur speziellen Relativitätstheorie (P. Gräff)

Die bekannten Relationen  $\vec{p} = \hbar \vec{k}$  zwischen Impuls und Wellenzahl bzw.  $E = \hbar \omega$  zwischen Energie und Frequenz wurden erstmals von de Broglie unter wesentlicher Verwendung der speziellen Relativitätstheorie gewonnen.

Im Rahmen der Quantentheorie erscheinen sie indessen als sehr viel allgemeiner begründet. Besonders Schrödinger hat darauf hingewiesen, daß sie schon aus einer wellenartigen Extrapolation der klassischen Mechanik folgen.

Jedoch haben diese Schrödinger'schen Wellen keinen eindeutig kovarianten Charakter bei Galileitransformationen. Besteht man auf dieser Forderung der Kovarianz, so ist die Galileigruppe daher zu verwerfen. Man kann die verträgliche Gruppe konstruieren. Es ist die Lorentzgruppe.

## 9. Spezielle numerische Berechnungen

### 9.1 Rechnungen zur Injektion, Kompression und Extraktion relativistischer Elektronenringe (H. Welter (mit W. Herrmann, P. Merkel, U. Schumacher))

Mit einem Programm, das die Bahnen relativistischer Elektronen beim Einschluß in ein magnetisches Kompressionsfeld berechnet, wurden die optimalen Werte für die Inflektion der Elektronen vom Einschlußradius von 20 cm auf einen Ringradius von 18 cm bestimmt. Dazu wurden die Lage des Zentralwinkels und die Winkelausdehnung des Inflektorfeldes, sowie Dauer, Höhe, und Zeitpunkt des Inflektionspulses im Verhältnis zum Kompressionsfeld beim Einschluß variiert. (Dieses Programm wurde auch der am Elektronenringbeschleuniger arbeitenden Gruppe am Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe zur Verfügung gestellt.)

Ferner wurde ein Programm geschrieben, das den Verlauf der Ströme in dem zur Kompression und anschließenden Extraktion dienenden Spulensystem berechnet. Dabei wurden die induzierten Spiegelströme in den zunächst noch nicht gezündeten Extraktionsspulen und in den zur Feldabschirmung dienenden Dosen berücksichtigt. Dieses Programm soll benutzt werden, um die Bewegungsgleichung eines Elektronenringes im Magnetfeld der Ströme numerisch zu integrieren.

---

<sup>+</sup>) Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München

9.2 Berechnung von Ionenbahnen in Feldemissionsanordnungen  
(H. Welter (mit W. Eckstein, W. Poschenrieder, H. Vernickel))

Nach Abschluß der Rechnungen über Stromdichte und Energieverteilung der durch Elektronenstöße erzeugten Ionen im Feldelektronenmikroskop wurde das dazu angefertigte Rechenprogramm zur Untersuchung des Beschusses von Spitzenelektroden mit Ionenstrahlen verwandt. Ort, Richtung und Energie der auftreffenden Ionen wurden in Abhängigkeit von der Elektrodengeometrie ermittelt.

Dann wurde das wegen der Rotationssymmetrie des elektrischen Feldes der Anordnung zunächst zweidimensionale Programm auf die Berechnung dreidimensionaler Bahnen erweitert. Damit wurden die Abbildungseigenschaften bei Überlagerung homogener und inhomogener Magnetfelder untersucht. U.a. wurde der Einfluß einer unvollkommenen Justierung der Anordnung, d.h. eines von Null verschiedenen Winkels zwischen der Symmetrieachse des elektrischen und des magnetischen Feldes auf die Ionenbahnen bestimmt.

9.3 Anwachsrate der  $m = 1$  Instabilität  
(M.G. Croci, R. Gorenflo, J. Junker)

Zur Interpretation der LIMPUS-Experimente wurde ein numerisches Programm zur Bestimmung der Anwachsrate der  $m = 1$  Instabilität entwickelt. Die Bewegungsgleichung des Plasmas, welche als Euler-Lagrange-Gleichung aus dem Energieprinzip folgt, wird für die  $m = 1$  Mode als Eigenwertgleichung für die Anwachsrate behandelt. Die Eigenwerte werden numerisch berechnet mit Hilfe der Sturm'schen Vergleichssätze.

Für kleine Werte von  $\delta$  ( $\delta = \frac{1}{2} \frac{r_1 - r_2}{r_2}$ ),  $r_1$  = Plasmaradius im Bauch,  $r_2$  = Plasmaradius im zylindrischen Spulenteil) stimmen die Anwachsrate überein mit denen aus der linearisierten Theorie. Als Einfluß der Spulenden wird angenommen, daß das Plasma dort festgehalten wird. Die Rechnung zeigt deren stabilisierenden Einfluß, wenn  $\delta$  kleiner als ein kritischer Wert ist. Für große Werte von  $\delta$  wird das Plasma durch eine leitende Wand (Spulenoberfläche) stabilisiert. Ein quantitativer Vergleich mit den Isar-I-Experimenten ist noch in Arbeit.

9.4 Das gravitative n-Körper-Problem  
(P. Piotrowski, A. Schlüter)

Zur Entwicklung von numerischen Verfahren für die direkte Behandlung des Vielkörperproblems der Plasmaphysik wurde zunächst der etwas einfachere Fall der Gravitationswechselwirkung untersucht. Durch Ausnutzung der Superpositionseigenschaften der Kräfte konnte ein Verfahren entwickelt werden, in dem die paarweise Wechselwirkung zwischen den Körpern einzeln behandelt wird. Dieses sog. Verfahren der paarweisen Schrittweiten ("PESen") brachte eine erhebliche Beschleunigung, insbesondere bei großen Teilchenzahlen, gegenüber dem früher eingeführten Verfahren der teilcheneigenen Schrittweiten. In Probe-rechnungen wurde das Verfahren auf die Entwicklung einiger Sternhaufen angewendet, die im Laufe ihrer Geschichte alle ihr Volumen beträchtlich vergrößerten. Dies konnte als Wirkung der spontan wachsenden Paarkorrelationen gedeutet werden.

10. Numerische Mathematik

10.1 Integration und Rektifikation ebener Kurven  
(O. Eder)

Durch Fehlerabschätzungen konnte nachgewiesen werden, daß früher aufgestellte Formeln zur numerischen Integration und Rektifikation ebener Kurven, die aus einer koordinaten-unabhängigen Interpolation gewonnen wurden, in einem gewissen Sinne optimal sind. Darüber wurde im September 1969 auf der Jahrestagung der Deutschen Mathematiker-Vereinigung (DMV) in Darmstadt vorgetragen.

10.2 Matrizentheorie  
(K. Graf Finckenstein)

Die Eigenwerte und Eigenvektoren der sog. zyklischen Matrix

$$A = \begin{pmatrix} a_1 & a_2 & \dots & a_n \\ a_2 & a_3 & \dots & a_1 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_n & a_1 & \dots & a_{n-1} \end{pmatrix}$$

wurden explizit berechnet und es wurden notwendige und hinreichende Bedingungen für die Diagonalisierbarkeit von A hergeleitet (erscheint demnächst in der ZAMM).

10.3 Differenzenschemata für parabolische Probleme  
(R. Gorenflo)

Differenzverfahren monotoner Art für das Dirichlet'sche und das gemischte Randwertproblem bei parabolischen Differentialgleichungen und Systemen parabolischer Differentialgleichungen wurden studiert. Es wurden lineare und nichtlineare Probleme behandelt und in numerischen Teststudien wurde in Zusammenarbeit mit Herrn J. Steuerwald die Brauchbarkeit der Verfahren erhärtet. Eine Anwendung ergab sich in numerischen Rechnungen zur raum-zeitlichen Entwicklung eines durch UV-Strahlen erzeugten Vorionisierungsplasmas, die in Zusammenarbeit mit Herrn M. Keilhacker von Herrn J. Steuerwald durchgeführt wurden; es handelt sich dabei um ein nichtlineares System dreier parabolischer Differentialgleichungen für Elektronendichte, Elektronen- und Iontemperatur (Wärmeleitung und ambipolare Diffusion).

Hauptresultat der Untersuchung allgemeiner parabolischer Differenzenschemata ist (etwas vereinfacht) das Folgende:

In Randbedingungen der Art  $\beta \frac{\partial u}{\partial n} + \alpha u = \varphi(t)$ ,  $|\alpha| + \beta > 0$ ,  $\beta \geq 0$ , darf  $\alpha$  beliebiges Vorzeichen haben (im Unterschied zu der in der Literatur üblichen Voraussetzung  $\alpha \geq 0$ ).  $\frac{\partial u}{\partial n}$  ist hierin die äußere Normalableitung.

11. Ausbildung von Programmierern

11.1

Frau M.G. Croci hielt von Oktober bis Dezember einen Kurs zur Einführung in die Programmierung mittels der Sprache ALGOL-W. Am Kurs nahmen etwa 25 Mitarbeiter aus den Instituten IPP, MPE und MPI teil.

## 11.2

Die von O. Eder im vorigen Jahr begonnene Fortbildungsvorlesung über Praktische Analysis und der Programmierkurs in FORTRAN IV wurde von ihm in diesem Jahr fortgesetzt. Der Unterricht fand täglich bei einer Beteiligung von durchschnittlich 60 Hörern aus dem IPP, dem MPE und dem MPI statt. Der Kurs begann Ende September und wurde Mitte Juli beendet.

Im Rahmen der Ausbildung von Programmierern zu MTA (mathem.-techn.-Assistenten), an der auch zwei Programmiererinnen unseres Institutes teilnahmen, hielt O. Eder ferner an der Technischen Hochschule in München täglich einen Kurs über Statistik und Wahrscheinlichkeitsrechnung.

## 12. Bibliothek

### 12.1

#### Bücher:

Neue Bücher werden grundsätzlich zuerst zur Ansicht bestellt; von Büchern, die für Abteilungsbibliotheken angeschafft werden, wird jeweils 1 Zweitexemplar in die Hauptbibliothek aufgenommen.

Ansichtsbestellungen im Berichtsjahr:	628
Festbestellungen:	794
Neuzugänge in der Hauptbibliothek:	746
Neuzugänge in den 6 Handbibliotheken:	516
Gesamtbestand am 31.12.1969:	11.734

An die Wissenschaftler des IPP wurden 12 Listen über die Neuerwerbungen in der Hauptbibliothek verschickt.

#### Zeitschriften:

Neuabonnements im Berichtsjahr:	24
zum 31.12.1969 gekündigte Abonnements:	16
Gesamtabonnements in der Hauptbibliothek:	326
Gesamtabonnements in den 6 Handbibliotheken:	92
Zugang an gebundenen Zeitschriften (Buchbinder):	384 Bände
Gesamtbestand am 31.12.1969:	5.167 Bände

31 Suchanzeigen nach antiquarischen Bänden oder Einzelheften wurden verschickt, 23 Bände und 12 Einzelhefte nachgekauft.

#### Reports:

Etwa die Hälfte der automatisch eintreffenden Reports wird aussortiert und Tauschpartnern zur Verfügung gestellt. Die verbleibenden Reports, die dann von den Dokumentationsstellen des IPP ausgewertet werden, wurden zu 93 % von der Bibliothek bestellt, nur 7 % dieser relevanten Berichte stammen aus direkten Zusendungen. Die 93 % der relevanten Reports oder Artikel aus Zeitschriften, die nicht im IPP geführt werden, werden den Abstract-Journals, Neuerscheinungslisten etc. entnommen oder durch Vergleich mit den Beständen anderer verwandter Bibliotheken festgestellt (L. Johannsen) und über Tauschpartner oder gegen Bezahlung bestellt.

Neuzugänge an Reports:	1.874
Neuzugänge an Dissertationen:	73
Neuzugänge an Patenten:	18
Neuzugänge an Microfiches:	213
Gesamtbestand am 31.12.1969:	14.965

An die Wissenschaftler des IPP wurden 48 Neueingangslisten verschickt.

#### Ausleihe:

Im Berichtsjahr wurden 1206 Zeitschriften und Bücher aus anderen deutschen Bibliotheken ausgeliehen; etwa 5 % der eingegangenen Bestellungen konnten nicht erledigt werden.

#### Übersetzungen:

Es wurden 22 Übersetzungen aus dem Russischen, und je 1 aus dem Polnischen, Tschechischen, Ukrainischen, Italienischen und Französischen in Auftrag gegeben.

#### Vorträge:

Im Berichtsjahr wurden 190 Vortragsankündigungen an die Wissenschaftler des IPP verschickt.

#### Veröffentlichungen:

Es wurden 95 zur Veröffentlichung bestimmte Manuskripte an die Verlage eingereicht und die sich daraus ergebende Korrespondenz bis zum Bestellen und Verschicken der Sonderdrucke geführt.

#### Versand:

Die Sonderdrucke der 77 IPP-Veröffentlichungen des Jahres 1969 wurden aufgrund von Austauschvereinbarungen an 427 Adressen, die 48 IPP-Berichte an 417 Adressen in Deutschland und im Ausland verschickt. Außerdem wurden IPP-Sonderdrucke und -Berichte auf Anforderung nach auswärts versandt und im Institut verteilt. Die von der Bibliothek zusammengestellte "Quarterly Title List of Reports, Publications etc." wurde an 317 Adressen verschickt. Ferner wurde wie jedes Jahr eine alphabetisch geordnete Jahresliste aller IPP-Berichte und -Veröffentlichungen erstellt und vervielfältigt.

#### EURATOM:

Im Zusammenhang mit der Assoziation EURATOM-IPP - Vertrag Nr. 010-65-1 Fuad - wurden 191 zur Veröffentlichung eingereichte Arbeiten und geplante Vorträge an EURATOM gemeldet und Belegexemplare der Laborberichte, Sonderdrucke und Vortragsmanuskripte verschickt.

Die Vorarbeiten für den Schlagwortkatalog sind im Gange.

#### 12.2 Bibliotheksausschuß

Mitglieder: Berghahn, Büchl, Chodura, Küppers, Mulser, Nützel, Ott, Vernickel, Wimmel

Die wichtigsten laufenden Aufgaben des Bibliotheksausschusses betreffen:

- Neuanschaffung von Büchern
- Signatur der neuen Bücher
- Zeitschriftenabonnements
- Bibliotheksetat (bes. Handbibliothek-Etats)
- Betreuung der Handbibliotheken der Abteilungen.



Im Berichtsjahr hat sich der B.A. vor allem darum bemüht, die Zeitschriftenabonnements auf mögliche Abbestellungen zu überprüfen und überflüssige Doppelabonnements zu eliminieren. Ferner wurde die Sachgebietseinteilung der Bücher verbessert. Herr Wimmel hat damit angefangen, einen Schlagwortkatalog der Bücher (unter Rückgriff auf die Büchertitel) zu planen, d.h. insbesondere auch Instruktionen für die Schlagwortermittlung zu formulieren. Ein Test hat ergeben, daß weitere Verbesserungen erforderlich sind.

Veröffentlichungen Abt. 6

- 1 R. Croci  
R. Saison "Exact Treatment for the Instability of a Class of Inhomogeneous Equilibrium Plasmas"  
Proc. Third Europ. Conf. Contr. Fusion and Plasma Physics, Utrecht 1969
- 2 K. Graf Finck  
von Finckenstein "On the Numerical Treatment of Hyperbolic Differential Equations with Constant Coefficients, Particularly the n-Dimensional Wave Equation",  
Lecture Notes in Mathematics 109, 154 (1969)
- 3 R. Gorenflo "Monotonic Difference Schemes for Weakly Coupled Systems of Parabolic Differential Equations",  
Lecture Notes in Mathematics 109, 160 (1969)
- 4 R. Gorenflo "Diskrete Diffusionsmodelle und monotone Differenzschemata für parabolische Differentialgleichungen",  
Methoden und Verfahren der mathematischen Physik, Bd. 1, Bibliographisches Institut Mannheim, 720/720a, 143 (1969)
- 5 H. Göllnitz,  
R. Gorenflo,  
E. Heidbreder,  
K. Pinkau, C. Reppin,  
V. Schönfelder "Design of a Neutron Scattering Chamber Using Monte Carlo Calculations"  
Nuclear Instruments and Methods 74, 109 (1969)
- 6 H. Gratzl "Wave Damping in Plasma due to Scattering by Ion Sound Waves",  
Phys. Rev., 186, Nr. 1 (1969)
- 7 P. Gräff "On the Problem of Closure Conditions in Particular for Vlasov-Turbulence",  
Z.f.Natf., 24a, 701
- 8 P. Gräff "A class of Exact Solutions for the Vlasov-Turbulence",  
Z.f.Natf., 24a, 711
- 9 P. Gräff "An exact Turbulence Theory for the Burgers Equation",  
ZAMP 20, 461 (1969)
- 10 H. Grawe "A Stochastic Model of Electron Cyclotron Heating",  
Plasma Physics 11, 151 (1969)
- 11 H. Grawe  
C.O. Beasley  
W.M. Farr "Microinstabilities in Finite Mirror Plasmas",  
Proc. Third Europ. Conf. Contr. Fusion and Plasma Phys., Utrecht 1969
- 12 B.J. Green siehe H. Tasso
- 13 B.J. Green "Collisional Plasma Heating by Electric Fields",  
Proc. Ninth Int. Conf. on Phenomena in Ionised Gases, Bukarest 1969, p. 544

- 14 B.J. Green siehe H.P. Zehrfeld, Phys. Rev. Letters
- 15 B.J. Green siehe J. Davison, Phys. II. 12, 875 (1969)
- 16 B.J. Green siehe G. Lisitano, Proc. Phys. 73 (1969)
- 17 G. Joyce "Velocity of Ion Bursts in a Plasma",  
Plasma Phys. 11, 964 (1969)
- 18 G. Joyce siehe A. Salat, Ninth Int. Conf. on Phenomena in  
Ionized Gases, Bukarest 1969
- 19 W.H. Kegel "On the Scattering of Light from an Non-Maxwellian Plasma",  
Phys. Lett. 290, 681 (1969)
- 20 G. Küppers "Transition from Laminar Convection to Thermal  
D. Lortz Turbulence in a Rotating Fluid Layer",  
Journal of Fluid Mechanics 35, 609 (1969)
- 21 G. Küppers "Zur Stabilität der stationären Konvektionsströmung  
endlicher Amplitude in rotierenden Flüssigkeitsschichten",  
Dissertation Universität München 1969
- 22 G. Lortz "Stability of Axisymmetric MHD Equilibria without  
Stagnation Point",  
Phys. Letters 28a, 509 (1969)
- 23 J. Nührenberg "Linear and Toroidal Magnetohydrostatic Equilibria",  
Proc. Third Europ. Conf. Contr. Fusion and Plasma Phys.  
Utrecht 1969
- 24 D. Pfirsch "Korotation und Druckanisotropien im Sonnenwind",  
F. Meyer Kleinheubacher Berichte, B. 13, 243 (1969)
- 25 P. Piotrowski siehe A. Schlüter, ZAMM
- 26 P. Piotrowski "Stability, Consistency and Convergence of Variable  
K-Steps Methods and Individually Variable K-Step  
Methods for Numerical Integration of Large Systems  
of Ordinary Differential Equations",  
Lecture Notes in Mathematics 109, 221 (1969)
- 27 E. Rebhan "Kinetic of Positive-Energy Waves in a Plasma",  
Plasma Phys. 11, 869 (1969)
- 28 A. Salat "Nonlinear High-Frequency Plasma Conductivity",  
P.K. Kaw Phys. Fluids 12, 342 (1969)
- 29 A. Salat "Frequency Dependent Transport Equation for a  
G. Joyce Magnetoplasma",  
Ninth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases,  
Bukarest 1969

- 30 A. Schlüter  
P. Piotrowski "Numerical Integration of Large Systems Ordinary  
Differential Equations by Means of Individually  
Variable Step Size",  
ZAMM 48, T 103 (1969)
- 31 O.G. Spies "Low Frequency Interchanges",  
Proc. Third Europ. Conf. Contr. Fusion and Plasma  
Phys. Utrecht 1969
- 32 H. Tasso "Stationary Equilibrium for the Toroidal Theta Pinch",  
B.J. Green Phys. Fluids 12, 2444 (1969)  
H.P. Zehrfeld
- 33 H. Tasso "Non-Linear Quasi-Neutral Electrostatic Plasma Waves  
and Shock Waves",  
Plasma Phys. 11, 663 (1969)
- 34 H.K. Wimmel siehe E. Rebhan, Plasma Phys. 11, 869 (1969)
- 35 H.P. Zehrfeld "Effect of Inertia on Losses from a Plasma in  
B.J. Green Toroidal Equilibrium",  
Phys. Rev. Letters 23, 961 (1969)
- 36 H.P. Zehrfeld siehe H. Tasso, Phys. Fluids 12, 2444 (1969)

RECHENANLAGE (Prof. A. Schlüter)

(U. Berkl, A. Döderlein, E. Fisser, H. Fisser, K.H. Göhl, F. Hertweck, A. Jelic, I. Precht, J. Schneider, D. Seewald, W. Sandler)

1. IBM 7090 / IBM 360-50

Die Rechenanlagen IBM 7090 und IBM 360-50 einschließlich des "Direct Couple" Systems wurden nur während der ersten drei Monate des Jahres betrieben. Im Februar wurden 14 Terminals IBM 2741 probeweise an die IBM 360-50 angeschlossen. Ein einwöchiger Kurs in APL, einer interaktiven Programmiersprache, wurde veranstaltet (Vortragender: Herr Stütz, IBM). Dabei hatten alle Teilnehmer Gelegenheit, selbst praktische Übungen am Terminal durchzuführen. Die (gemietete) IBM 360-50 wurde am 31.3. abgebaut und die IBM 7090 dem MPI für Physik und Astrophysik übergeben (Blasenkammerauswertungen).

Der Rechenzeitverbrauch auf diesen Maschinen ist aus den folgenden drei Tabellen zu entnehmen. Dabei enthält Tabelle 1 die Zeiten auf der 7090 und Tabelle 2 die Zeiten, in der die 360-50 unter dem "Operating System" betrieben wurde; Tabelle 3 enthält die Zeiten, in der beide Maschinen im "Direct Couple" System betrieben wurden. Die in der Zeit vom 1.4. bis 31.12. vom IPP auf der IBM 7090 verbrauchte Zeit wurde für die Finanzbuchhaltung die Plot-Konversion und einige 7090-Spezialprogramme verwendet.

Tabelle 1 : Rechenzeitverbrauch 1969 an der 7090-Anlage

	Std.	Min.	Std.	Min.
Institut für Plasmaphysik	745.	40		
Relativistische Plasmen			0.	10
Experimentelle Plasmaphysik 1			80.	42
Experimentelle Plasmaphysik 2			14.	01
Experimentelle Plasmaphysik 3			164.	41
Theorie			387.	47
Technik			0.	56
Verwaltung			32.	59
Systemarbeit			1.	52
Ausfall			62.	27
Andere Institute	991.	40		
Institut für Wirtschaftsforschung			14.	21
Institut für Eiweiß- und Lederforschung			205.	18
Institut für Regelungstechnik			2.	22
MPI für Astrophysik			614.	58
MPI für Extraterrestrische Physik			39.	11
MPI für Physik			78.	21
MPI für Psychiatrie			0.	04
Technische Hochschule München			8.	25
Universität München			28.	32
Bayer. Akademie der Wissenschaften			0.	08
Insgesamt	1.737.	20		

Tabelle 2

Rechenzeitverbrauch 1969 an der  
360/50-Anlage

Tabelle 3

Rechenzeitverbrauch 1969  
im Direct-Couple-Verfahren

	Std.Min.	Std.Min.	Std.Min.	Std.Min.
Institut für Plasmaphysik	312. 00		182. 19	
Relativistische Plasmen		-- -		4. 45
Experimentelle Plasmaphysik 1		29. 10		33. 59
Experimentelle Plasmaphysik 2		0. 03		44. 58
Experimentelle Plasmaphysik 3		24. 12		47. 40
Theorie		62. 09		39. 42
Technik		7. 43		7. 09
Verwaltung		45. 56		1. 01
Systemarbeit		99. 17		3. 05
Ausfall		43. 30		- -
Andere Institute	206. 43		227. 39	
Institut für Wirtschaftsforschung		0. 03		1. 05
Institut für Regelungstechnik		1. 33		1. 46
Inst.f.Eiweiß- u.Lederforschung		31. 22		31. 40
MPI für Astrophysik		25. 22		22. 48
MPI f. Extraterrestrische Physik		31. 33		51. 38
MPI für Physik		53. 45		3. 27
Technische Hochschule München		18. 59		30. 38
Universität München		44. 02		77. 08
Bayer. Akademie d.Wissenschaften		0. 04		5. 50
MPI für Psychiatrie		- -		1. 39
Insgesamt	518. 43		409. 58	

2. IBM 360-91

Die Rechenanlage IBM 360-91 wurde am 2.1. angeliefert und während des Monats Januar installiert. Im Februar wurden (mit einer Dauer von 270 Std.) die Hardware-Abnahmetests durchgeführt, die eine Verfügbarkeit der Maschine von 99.4 % ergaben. Ende Februar wurden der OS ("Operating System")-Testbetrieb aufgenommen. Offizieller Betriebsbeginn war der 1.4. Im März wurden die Datenfernleitungen zu den Münchener Max-Planck-Instituten für Physik und Astrophysik sowie Eiweiß- und Lederforschung, die bislang an die 360/50 angeschlossen waren, an die 360-91 umgeschaltet. Die 40 kBoard-Breitband-Verbindung zwischen der Kernforschungsanlage in Karlsruhe (IBM 360-65) und dem IPP wurde im Juni hergestellt. Seither werden viele langlaufende Programme der KFK in Garching gerechnet.

Obwohl das neue Gebäude D2A Ende 1968 soweit fertiggestellt war, daß die Rechenanlage installiert werden konnte, wurde der Innenausbau erst Mitte 1969 fertig.

Das Gewicht der Arbeit der Systemgruppe lag auf der Anpassung des Betriebssystems OS/360 an die 360-91 und die speziellen Bedürfnisse des Instituts. Das IPP wurde hierbei intensiv von System-Ingenieuren der IBM unterstützt (4-5 Herren, die ständig im IPP anwesend waren), die sich in der Hauptsache mit Problemen der OS/Untersysteme CRBE (Conversational Remote Batch Entry) und RJE (Remote Job Entry) befaßt haben.

Die wichtigsten von uns durchgeführten Arbeiten sind die Programmierung von Routinen zur Analyse von Programmfehler-Unterbrechungen, die Einführung der ALGOL W-Sprache (eine Erweiterung von ALGOL 60, die in Stanford, Californien, implementiert wurde), der Ausbau von ALGOL W durch Eingabe/Ausgabe-Routinen, die Neukonzipierung der Plotter-Routinen (mit deren Hilfe kann man 4 Increment-Plotter gleichzeitig on-line betreiben). Dazu war außerdem die Konstruktion einer Steuereinheit notwendig. Ein Plotter kann nun bis zu 300 m entfernt von der Rechenanlage aufgestellt werden.

Einen breiten Raum nahmen ferner die Vorstudien zu einem neuen integrierten Data Management System ein, dessen Entwicklung zum Ziel hat, die verfügbaren Großraumspeicher (Platten, Streifenspeicher) sinnvoll zu nutzen.

Tabelle 4a

Institut-Kostenstelle-Kostenträger	Rechenzeit			Anteil
	Std.	Min.	Sec.	
IPP RA Rechenanlage	32.	48.	36,23	2,6 %
IPP OA Smokatron	13.	14.	18,25	1,0 %
IPP 10 Experimentelle Plasmaphysik 1	67.	14.	25,93	5,3 %
IPP 1A Isar I	4.	07.	43,18	0,3 %
IPP 1E Turbulenzheizung	0.	06.	44,68	0,0 %
IPP 1F Spinne	4.	11.	45,33	0,3 %
IPP 1G Laser	0.	28.	11,94	0,0 %
IPP 1H Vorionisierung und Wandprobleme	0.	00.	51,15	0,0 %
IPP 2A Wendelstein	14.	59.	11,18	1,2 %
IPP 2B Thermische Plasmen	0.	02.	37,93	0,0 %
IPP 2C Ionen-Zyklotron-Heizung	0.	00.	05,10	0,0 %
IPP 2D Elektronen-Zyklotron-Heizung	0.	02.	31,54	0,0 %
IPP 2F Vakuum-Wandphysik	0.	16.	23,59	0,0 %
IPP 3A Laserverdampfung	0.	41.	56,86	0,1 %
IPP 3B Wasserstoffbögen	61.	35.	41,94	4,9 %
IPP 3C Eieruhr	12.	14.	15,83	1,0 %
IPP 3D Kleiner MHD-Generator	14.	53.	09,72	1,2 %
IPP 3E MHD-Generator IV (Salvator)	105.	15.	31,93	8,3 %
IPP 3F Stoßwellenrohr	46.	22.	42,97	3,7 %
IPP 3G Plasmabeschleuniger	0.	30.	40,18	0,0 %
IPP 3H Plasmawellen	4.	40.	59,44	0,4 %
IPP 3K Medizin. Mikrowellenprobleme	0.	15.	05,16	0,0 %
IPP 3L Ultrarot- und Submillimeter-Laser	1.	08.	24,92	0,1 %
IPP 3M Kurzzeit-MHD-Generator	11.	58.	39,77	0,9 %
IPP 40 Technik	8.	21.	36,75	0,7 %
IPP 4F Projektierungsgrundlagen	0.	08.	24,35	0,0 %
IPP 60 Theorie	5.	00.	22,04	0,4 %
IPP 64 Dokumentation	4.	36.	32,63	0,4 %
IPP 66 Programmierungsgruppe	23.	04.	25,32	1,8 %
IPP 6A Entwicklung numerischer Verfahren	20.	43.	27,32	1,6 %
IPP 6B Numerische Plasmadynamik	2.	45.	04,88	0,2 %
IPP 6C Reine Theorie	72.	11.	07,59	5,7 %
IPP 70 Oberflächenphysik	0.	09.	51,34	0,0 %
IPP 7A Pharao	0.	07.	58,95	0,0 %
IPP 81 Geschäftsführung und Verwaltung	13.	44.	35,02	1,1 %
Insgesamt 1969	548.	04.	00,94	43,2 %

Tabelle 4b

AAM 00 Arbg.f.Ausbildungsforschg.i.d.Medizin	2.	27.	49,84	0,2 %
ACF 00 Inst.f. Anorgan. Chemie Frankfurt	0.	01.	27,62	0,0 %
BLA 00 Bayer. Landessaatzuchtanstalt	0.	48.	42,18	0,1 %
DFV 00 Versuchsanstalt f. Luft und Raumfahrt	0.	00.	05,02	0,0 %
IBM 90 IBM United Kingdom Labs. Ltd.	0.	02.	28,82	0,0 %
IFO 00 Institut f. Wirtschaftsforschung	0.	06.	08,06	0,0 %
KFK 12 Kernforschung Karlsruhe	190.	35.	04,21	15,0 %
MAE 00 MPI f. Aeronomie (Lindau, Harz)	5.	24.	22,99	0,4 %
MEL 00 MPI f. Eiweiß- u.Lederforschung	77.	12.	18,51	6,1 %
MFA 00 MPI für Astrophysik	226.	09.	17,49	17,8 %
MPE 00 MPI f. Extraterrestrische Forschung	78.	02.	33,84	6,1 %
MPP 00 MPI für Physik	71.	27.	56,60	5,6 %
MPR 00 MPI f. Radio-Astronomie (Bonn)	0.	01.	05,40	0,0 %
MPS 00 MPI für Psychiatrie (Dokument.)	0.	35.	34,78	0,0 %
THM 96 Technische Hochschule München	34.	20.	25,03	2,7 %
UMU 36 Universität München	32.	14.	16,26	2,5 %
VLI 00 Max von Laue Institut	0.	36.	05,73	0,0 %
WIS 00 Bayer. Akademie der Wissenschaften	1.	08.	32,52	0,1 %
Insgesamt 1969	1269.	18.	15,84	100,0 %

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

1. Technische Beiträge zu den experimentellen Arbeiten im Institut

1.1. Stoßstromanlagen für high- $\beta$  Experimente

1.1.1. 1.5/2.7 MJ-Stoßstromanlage ISAR I

(E. Breit, A. Knobloch, E. v. Mark, H. Wedler, F. Werner.)

Entsprechend den Erfordernissen des experimentellen Programms wurden die vorhandenen Spulen der linearen Version gestuft helikal ausgearbeitet sowie eine Verringerung der Crowbarwelligkeit der Entladung durch Entwicklung eines verbesserten Crowbarschalters vorbereitet. Die Anlage verzeichnet seit dem Umbau auf 5,4 m Kollektorbreite insgesamt 2200 Entladungen.

Im Zusammenhang mit dem geplanten Übergang auf toroidale Kompressionsexperimente wurden verschiedene Versionen des Umbaus der Anlage modellmäßig und konstruktiv untersucht. Im Hinblick sowohl auf die Wiederverwendbarkeit der vorhandenen Stoßstromkabel als auch auf die räumlichen Verhältnisse und aus Termingründen fiel die Entscheidung zugunsten einer Version mit aufrecht stehendem Torus. Die Einspeisung soll über 48 voneinander isolierte und über den äußeren Umfang der Torusspule verteilte Kollektoren erfolgen. Ende 1969 wurden wesentliche Komponenten bereits gefertigt. Die Zeitplanung sieht eine einjährige Umbauperiode zwischen August 1970 und August 1971 vor. Abb. 1 zeigt eine Ansicht der Torusversion ohne Hilfseinrichtungen (z.B. Stellaratorbatterien usw.).

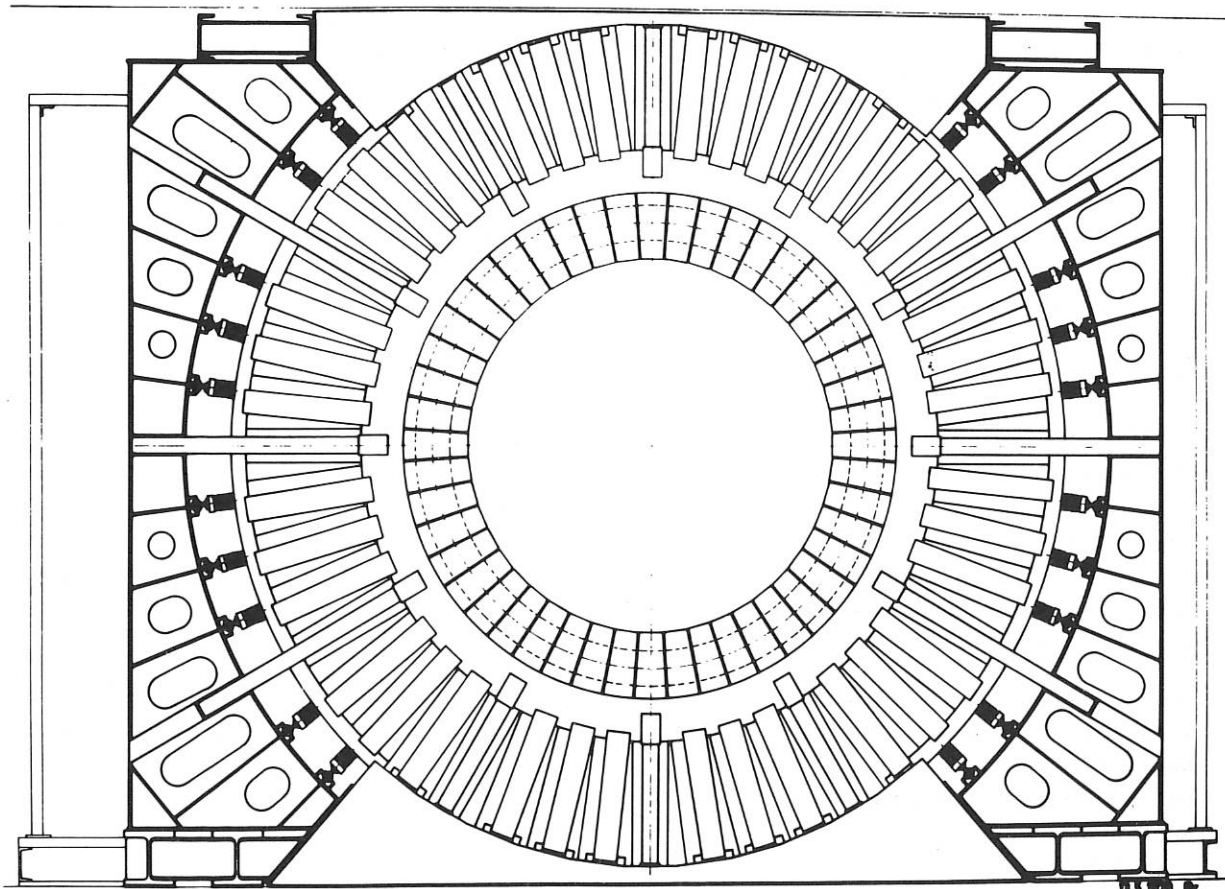


Abb. 1 Torus für 1.5/2.7 MJ-Stoßstromanlage ISAR I



Die wesentlichen Entladungsdaten bei  $D = 271$  cm und  $d = 22$  cm sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

		Hauptbatterie
Energie	(MJ)	2,7
Ladespannung	(kV)	40
Kapazität	(mF)	3,33
Frequenz	(kHz)	31
$\hat{I}$	(MA)	26,8
$\hat{B}$	(kG)	40
$\dot{B}$	(kG/ $\mu$ s)	7,7
Batt.Ind.	(nH)	2,53
Spulenind.	(nH)	5,42
Verbr.Spg.	(kV)	27,3

Der vorgesehene Umbau der 2.7 MJ-Anlage auf einen toroidalen Screw-Pinch wird die Induktivität im Verbraucherzweig von 9,5 nH auf 8 nH verringern. Das bedeutet, daß die Welligkeit des Entladestroms (theoretisch) von 13,5% auf 16% ansteigen müßte.

Die Werte sind aus Gründen, die zur Zeit näher untersucht werden, tatsächlich etwa doppelt so hoch (Stromübernahme, Magnetisierungskurve, Alterung, Jitter usw.).

Ziel dieser Arbeiten war es, einen einfachen Schalter mit möglichst kleiner Gesamtinduktivität, kleiner Induktivität der Ferrite (im gesättigten Zustand) - die Permeabilität nähert sich asymptotisch dem Idealwert 1 - und kleiner Spannungszeitfläche (Stromübernahme) zu entwickeln.

Untersucht wurde der Einfluß verschiedener Kernsorten, der Kernabmessungen, einer kapazitiven Beschaltung und einer Druckaufteilung, die besonders steile Impulse bietet.

Aufgrund der Messungen konnte eine Funkenstrecke mit folgenden Daten konzipiert werden (zum Vergleich die Werte des gegenwärtig eingesetzten Typs):

		neu	alt
Gesamtinduktivität	(nH)	70	320
darin enthalten die Induktivitäten der Ferrite (für $\mu = 1$ )	(nH)	14	96
$\int B_{\text{Sätt}} dF$	(kV·nsec)	420	1840
Zeitverzug zwischen Zünden und Stromübernahme (25kHz/40kV Entladung)	( $\mu$ sec)	0.5	1.4

Nach Einbau der neuen Schalter in die Anlage hätte die Welligkeit theoretisch 3,5% (jetzige Version 16%) sein sollen. Tatsächlich ist sie jedoch höher. Eine Entscheidung über den endgültigen Einbau wird erst nach Klärung der Diskrepanzen zwischen den berechneten und den experimentell ermittelten Werten der Welligkeit getroffen werden.

Beim Benutzen der Triggergeneratoren für die Crowbarschalter hat sich gezeigt, daß die Kabelendverschlüsse generatorseitig eine hohe Ausfallrate haben. Spannungszillogramme lassen erkennen, daß durch die Reflexion am offenen Kabelende Scheitelspannungen ( $U_{0-Sp}$ ) von 110 kV auftreten. Durch eine von selbst zündende Abschneid-Funkenstrecke konnte die Lebensdauer des Dielektrikums wesentlich verlängert werden:

	jetzt	vorher
Scheitelspannung		
$U_{0-Sp}$ (kV)	75	110
$U_{Sp-Sp}$ (kV)	100	160
$\sum_n  U_{0-Sp} _n$ (kV)	150	900

1.1.2. 500 kJ - Stoßstromanlage Isar II - Toroidale Version  
(G. Herppich, G. Kaspar, G. Klement, A. Knobloch, H. Schlageter)

Die Anlage Isar II in der jetzigen linearen Version des Verbrauchers verzeichnet seit Inbetriebnahme insgesamt 4500 Entladungen bei maximal 35 kV. Aus Gründen, die im Versuchsprogramm liegen, ist die vorhergesehene  $\Theta$  - Pinch - Vorionisationsanlage bisher nicht eingebaut worden.

Nach einigen 100 Entladungen mit maximaler Energie in Crowbarbetrieb war die Welligkeit von 15% auf ca. 25% angestiegen.

Versuche, durch Änderungen an den 10 Marxgeneratoren die Welligkeit zu reduzieren, scheiterten, obwohl der Jitter durch diese Maßnahmen verringert werden konnte.

Die Stromübernahme der Crowbarfunkenstrecke wurde an einigen Schaltern (z.T. mit eigenem Verbraucher) gemessen. Ferner wurde die Zeit zwischen Triggerzeitpunkt und Übernahme des Stromes bestimmt. Bei sämtlichen Marxgeneratoren wurden die Trigatrons durch Kaskaden ersetzt.

Der geplante Umbau für ein Torusexperiment (schneller Stellerator) wurde technisch geklärt und vorbereitet. Da auch für dieses Experiment die Welligkeit des Stromes möglichst gering sein soll, wurde ein niederinduktiver Crowbarschalter entwickelt (Versuchsmuster liegt bereits vor). Es gelten folgende Daten für die Torusversion mit  $D = 110$  cm und  $d = 15$  cm:

	Hauptbatterie	Vormagn.-Batterie
Energie (kJ)	500	20,5
Ladespannung (kV)	40	12
Kapazität ( $\mu$ F)	624	290
Frequenz (kHz)	67,6	13,4
$\hat{J}$ (MA)	10,6	0,296
$\hat{B}$ (kG)	39,2	3,71
$\dot{B}$ ( $\frac{kG}{\mu s}$ )	16,6	-
Batt.Ind. (nH)	2,33	328,15
Spulenind. (nH)	6,54	-
Verbr.Spg. (kV)	29,5	-

Der Umbau wird voraussichtlich erst im Anschluß an den Umbau von Isar I erfolgen.

1.1.3. 80 kJ-Anlage Isar I

Bei dem Experiment Isar III ist die Welligkeit des Stromes im Verbraucher  $\sim 20\%$ . Dieser (unerwünschte) ripple kann u.a. durch Erniedrigung der Schalterinduktivitäten verkleinert werden. Durch Verwendung neuer Ferritkerne gelang es, die Gesamtinduktivität der Funkenstrecken (inklusive Anschlüsse) von 80 nH auf 40 nH zu verringern. Die Welligkeit des Stromes reduzierte sich jedoch nicht - wie ursprünglich angenommen - um den gleichen Betrag (vermutlich wegen des Jitters der vielen Funkenstrecken, der verzögerten Stromübernahme und weil die Ferrite erst nach endlicher Zeit den Wert  $\mu = 1$  erreichen).

Die Erweiterung des Experiments um 12 Kreise erforderte den Bau eines zusätzlichen 12-Kanal Triggergenerators. Die Steilheit der Triggerimpulse wurde erhöht, so daß eine zuverlässigere Triggerung der Anlage erwartet werden kann.

1.1.4. 500 kV - Theta - Pinch

(J. Bäumler, J. Gruber, G. Herppich, G. Klement, A. Knobloch, R.C. Kunze, G. Nützel, R. Süss, A. Wasner)

An den im Jahresbericht 1968 angegebenen Daten hat sich nichts geändert. Die Bauzeit der 500 kV-Anlage soll 18 Monate betragen.

In einem 125 kV-Vorversuch (Leerlaufspannung 250 kV), Abb. 2, wurden die wesentlichen hochspannungstechnischen Fragen im Zusammenhang mit der Dimensionierung der Blumleinleitung (zum Zwecke der Potentialsteuerung wurde die Blumleinleitung in Wasser getaucht), der Spule und des Schalters, einschließlich Triggerung, geklärt.

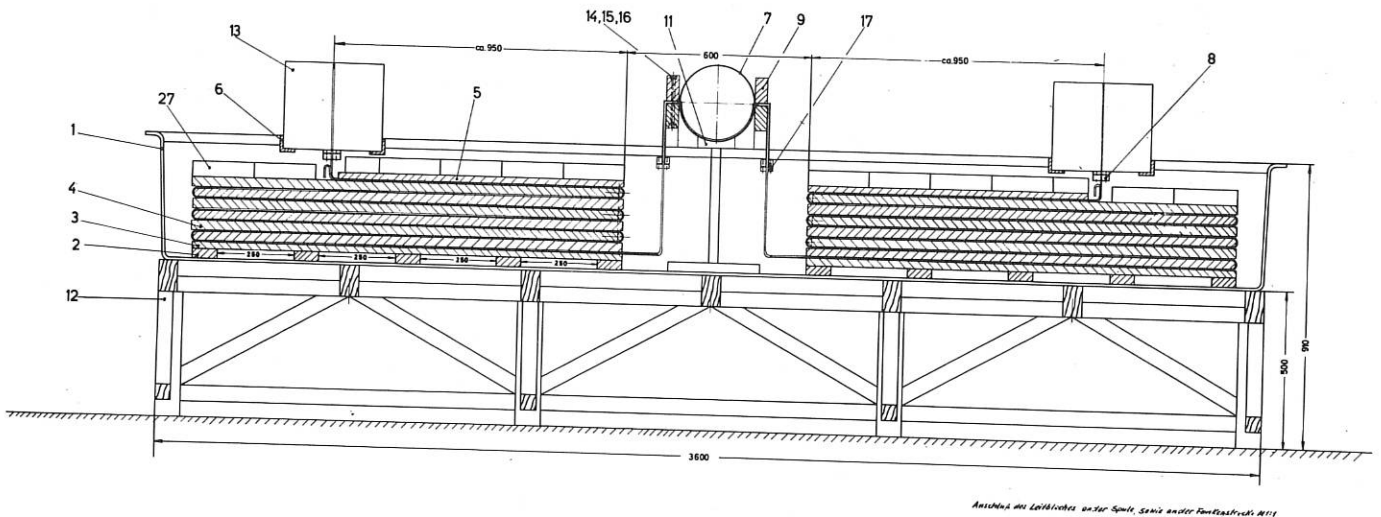


Abb. 2 125 kV Vorversuch

Zunächst wurde eine Hälfte des Vorversuchs mit einfach eingespeister Verbraucherspule aufgebaut. Die Anordnung für eine zweiseitig eingespeiste Spule ist in Vorbereitung. Die bisher durchgeführten Versuche haben ergeben, daß das vorgesehene Konzept brauchbar ist.

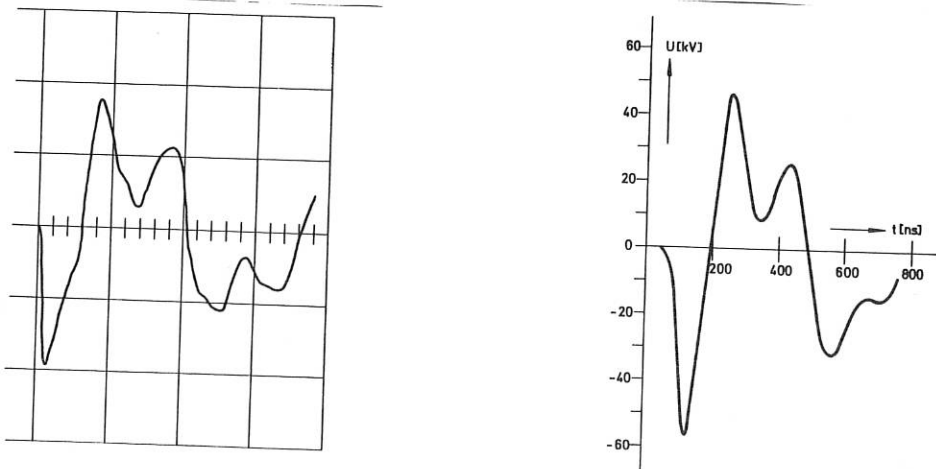


Abb. 3 Gemessener (a) und mit ECAP berechneter Spannungsverlauf (b) an der Spule

Abb. 3.a ist ein (nachgezeichnetes) Oszillogramm des Spannungsverlaufs an der Spule. Abb. 3.b zeigt den mit Hilfe von ECAP gerechneten Kurvenverlauf der Spannung.

Für physikalische Voruntersuchungen wurde eine zweite, gleichartig dimensionierte, 125 kV-Blumleinleitung für eine Pulslänge von 200 ns aufgebaut (Minimax). Dazu gehören eine Vormagnetisierungsbatterie und eine Anlage zur Strahlungsvorionisierung.

Die folgende Tabelle gibt die Daten für die Minimax-Hauptentladung an:

Spulenlänge	$l = 1 \text{ m}$
Spulendurchmesser	$D = 43 \text{ cm}$
Spulen-Induktivität	$L = 156 \text{ nH}$
Bandleiterlänge	$l = 20 \text{ m}$
Bandleiterbreite	$w = 0,5 \text{ m}$
Isolierabstand	$n = 2 \text{ mm}$
Kapazität	$C = 133 \text{ nF}$
Induktivität	$L = 100 \text{ nH}$
Energie	$E = 2,08 \text{ kJ}$
Wellenwiderstand	$Z = 0,87 \Omega$
Ladespannung	$U_L = 125 \text{ kV}$
max. Strom (nach ECAP)	$J = 122 \text{ kA}$
max. Induktion	$B = 1,53 \text{ kG}$
Stromanstiegszeitkonstante	$T_A = 96 \text{ ns}$
Pulslänge	$T_B = 200 \text{ ns}$

Als Schalter für die Blumleinleitung wurde eine 4-Kanal-Druckfunkenstrecke entwickelt. Die Schalterelektroden sind zwei gegenüberliegende Halbzylinderstäbe, die mit ihrer gesamten Anschlußbreite von 50 cm eine direkte Fortsetzung des Bandleitersystems darstellen. Vier im gleichen Abstand voneinander angeordnete Triggerplatten greifen in den Elektrodenraum ein und gestatten bei Anlegen eines rasch ansteigenden Triggerpulses das simultane Zünden mehrerer Kanäle. Die Induktivität der Funkenstrecke beträgt ca. 20 nH. Ein gleichzeitiges Zünden aller 4 Kanäle konnte jedoch nicht nachgewiesen werden.

Für die Vormagnetisierung wurden 5 vorhandene Kondensatoreinheiten (siehe Tabelle) verwendet, die direkt über Schutzinduktivitäten an die Theta-Pinch-Spule angeschlossen werden.

Ladespannung	$U_L = 12 \text{ kV}$
Entladefrequenz	$f = 5,15 \text{ kHz}$
max. Induktion	$B = 700 \text{ G}$
Kapazität pro Kond.	$C = 29 \mu\text{F}$
Energie	$E = 10,4 \text{ kJ}$
Schutzinduktivität	$L_K = 33 \mu\text{H}$

## 1.2. Magnetfelder für low- $\beta$ Experimente und für MHD Generatoren

### 1.2.1. Supraleitende Ringe für Stellerator W 6 (P. Krüger, B. Oswald, H. Schickel)

Für die Entwicklung der supraleitenden Ringe wurden, im Hinblick auf die Bestellung des supraleitenden Materials (geschätzter Kostenaufwand: DM 300.000.--) und im Hinblick auf die Tieftemperaturprobleme, einige Vorarbeiten geleistet.

1.2.2. Große supraleitende Spulen für Stellerator W 7  
(B. Oswald)

Nach einigen grundlegenden Untersuchungen über die Kosten großvolumiger, supraleitender Magnete für hohe Feldstärken wurden in Zusammenarbeit mit Abt. 2 (G. Grieger) die Ausschreibungsunterlagen für die Entwicklung eines Magnetprototyps für den geplanten Stellerator W 7 zusammengestellt.

Die Dimensionen und Betriebsbedingungen einer supraleitenden Magneteinheit sind:

freier Innendurchmesser des Kryostaten	80 cm
Außendurchmesser " "	130 cm
Spule innen	90 cm
Breite des Kryostaten	24 cm
Supral. Spule:	
Strom x Windungszahl	$10^6$ A
Induktion auf der Torusseele	40 kG
max. Induktion am Spuleninnenrand	65 kG

Jede Spule soll in ihrem eigenen, separaten Kryostaten untergebracht sein. Hieraus ergibt sich die Notwendigkeit, daß die gesamten magnetischen Kräfte, die im Fall der toroidalen Anordnung der Spulen sowohl zur Torusmitte (60 to), als auch - auf Grund unsymmetrischer Anordnung - parallel zum Torusumfang gerichtet sind, von der Spule auf die warme Gehäusewand des Kryostaten übertragen werden müssen. Dies führt zu einer erheblichen Wärmezufuhr zu der auf tiefer Temperatur liegenden Spule.

Neben den magnetischen Kräften und den thermischen Bedingungen ist die Schutzabschaltung zur Energieabführung im Fall eines Normalüberganges (Quench) als besonders kritisch anzusehen.

Jedenfalls verspricht eine solche Magneteinheit neben dem geplanten Einsatz im Torusexperiment einen möglichen weiteren Anwendungsbereich innerhalb der Plasmaphysik.

1.2.3. Magnet für MHD-Projekt  
(A. Kellerbauer, H. Lohnert, B. Oswald, R. Zickert)

Bei der Entwicklung der für die beiden in Angriff genommenen Kurzzeit-MHD-Projekte (siehe Bericht der Abt. 3) benötigten Magnete war zunächst die Aufgabe gestellt, die Betriebswerte optimal an die vorhandene Energieversorgung anzupassen. Es sollte in einem vorgegebenen Volumen (Kammer) eine möglichst hohe Feldstärke erreicht werden.

Die Berechnungen führten zu folgenden Dimensionen und Betriebswerten:

MHD - M a g n e t I	in Klammern M a g n e t II	
Kammer-Querschnitt außen	20 x 20 cm	
Länge des homogenen Feldes (- 5%)	50 cm	
zeitl. Dauer des konst. Feldes	3 s	(0,5 s)
Energieversorgung:		
max. Leistung (Gleichrichter)	je 7,5 kA und 460 V	(15 kA, 320 V)
Energie (am Verbraucher)	21 MWs	(10 MWs)

Abmessungen und Betriebswerte  
des Magneten (siehe Abb. 4):

Länge	158 cm	
Breite	90 cm	
Höhe	62 cm	
Windungszahl	300	
Querschnitt	2,2 cm <sup>2</sup>	
Strom	12 kA	(15 kA)
Widerstand	52 mΩ	(80 mΩ)
Spannung	600 V	(1240 V)
Anstiegsdauer	0,6 sek	(0,8 sek)
Impulsintervall	30 min	(5 min)
Kühlung; mittl. Betriebstemp.	f1. Stickst.; 150° K	(Wasser; 320° K)
Berechnetes Magnetfeld	50 kG	(65 kG)
Magn. Kräfte bei B = 60 kG		Sprengkraft in einer Spule: F = 350 to Druckkraft zwischen den Spulen: F = 143 to

Zur Erreichung eines Magnetfeldes von nahezu 50 kG wäre es wegen der begrenzten Leistungsfähigkeit der gegenwärtig vorhandenen Energieversorgung erforderlich, eine mittlere Betriebstemperatur von 150° K vorzusehen. Da der Betrieb bei tiefer Temperatur voraussichtlich sehr umständlich sein wird, ist alternativ Wasserkühlung bei Raumtemperatur vorgesehen. Dabei würde bei gleicher maximaler Leistung ein Feld von nur 35 kG erreicht werden können.

Die außerordentlich hohen Kräfte erfordern einen erheblichen konstruktiven Aufwand, da die Spule nur einen kleinen Teil der Kräfte selbst aufnehmen kann.

Im Laufe des Jahres wurden die beiden Wicklungsteile des 1. Magneten fertiggestellt. Es wurde eine dafür benötigte Wickelvorrichtung installiert. Nach Beschaffung eines Vakuumpfäßes mit 1.50 m Durchmesser können beide Wicklungsteile im Vakuum mit Epoxydharz vergossen werden. Die dadurch zu erreichende innere Festigkeit der Wicklung ist im Hinblick auf die oben erwähnten Kräfte unbedingt nötig.

### 1.3. Tokamak-Experiment

(J. Bäumlner, A. Knobloch, H. Lohnert, B. Oswald, R. Pöhlchen)

Ausgehend von einem physikalischen Projekt wurde die mögliche Dimensionierung eines Experimentes der Tokamak-Konfiguration bei Anpassung an die vorhandene Energieversorgung des IPP (Stoßgenerator und Gleichrichteranlage) geprüft. Danach ist es technisch möglich, in dem folgenden Parameterbereich zu arbeiten:

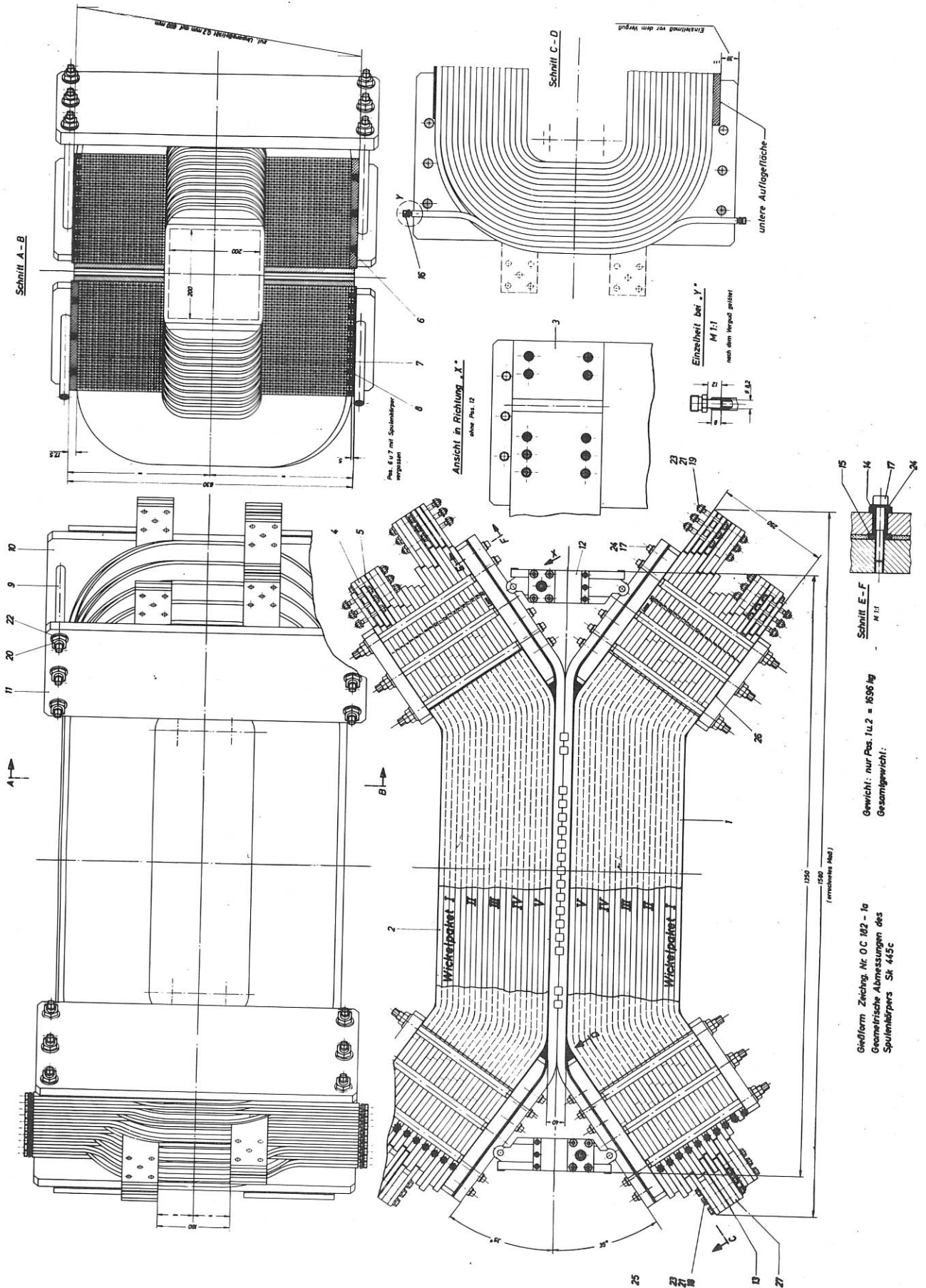
Torusradius	70 cm
Plasmaradius	12 cm
Torusfeld	30 kG
Entladungszeit	100 ms

Es gibt einige Erweiterungsvarianten der bestehenden Energieversorgung. Sie werden gleichzeitig mit der weiteren Ausarbeitung des Projektes eingehend untersucht.

In Zusammenarbeit mit Abt. 3 wurden die grundlegenden Berechnungen für die Anpassung des Tokamak-Magnetfeldes an die verfügbare Energieversorgung durchgeführt.

Dabei wurden, mit Rücksicht auf die zu erwartenden Kräfte, Spulen mit einlagiger, hochkantgestellter Wicklung vorgesehen.

Zur Erreichung einer mittleren Feldstärke auf der Torusseelen (Radius der Torusseelen 65 cm) von 50 kG erweist es sich als nötig, die Spulen auf eine Anfangstemperatur von 100° K abzukühlen. Bei der damit erreichten Reduzierung des spez. Widerstandes würde eine Impulsenergie von 15 MWS (am Generator-Ausgang) zur Erzeugung von 50 kG gerade ausreichen.



Gewicht: nur Pos. 1 u. 2 = 1636 kg  
Gesamtgewicht:

Geförm Zeichng. Nr. DC 102 - 1a  
Geometrische Abmessungen des  
Spulenkörpers St 445C

Abb. 4 Magnet für MHD-Projekt

2. Technologische Forschungsarbeiten

2.1. Hochspannungstechnische Arbeiten

2.1.1. Impulsspannungsfestigkeit von Kunststoff-Folien in flüssigen Tränkmitteln  
(R.-C. Kunze, E. v. Mark)

Die bereits 1968 begonnenen Untersuchungen an Isolierfolien wurden fortgesetzt und bis zu einem gewissen Abschluß gebracht. Dabei wurden folgende Folien und Einbettmittel verwendet:

1.) Folien	2.) Einbettmittel
a) Hostaphan ( $\epsilon = 3.2$ ; $d = 120, 190 \mu$ )	a) Mineralöl ( $\epsilon = 2.2$ )
b) Kapton ( $\epsilon = 3.6$ ; $d = 75 \mu$ )	b) Rizinusöl ( $\epsilon = 4.5$ )
c) Polyäthylen ( $\epsilon = 2.3$ ; $d = 190 \mu$ )	c) Glycerin ( $\epsilon = 56$ )
d) Styroflex ( $\epsilon = 2.5$ ; $d = 100 \mu$ )	d) Leitungswasser ( $\gamma = 2 \cdot 10^3 \Omega \text{cm}$ ; $\epsilon \approx 88$ )
	e) dest. Wasser ( $\gamma = 2 \cdot 10^5 \Omega \text{cm}$ ; $\epsilon \approx 88$ )

Die Steilheit des Spannungspulses wurde zwischen  $5 \cdot 10^{-4}$  und  $5 \cdot 10^3 \text{ kV}/\mu\text{s}$  variiert. Das wesentliche experimentelle Ergebnis ist, daß je nach Kombination von Folien und Einbettmitteln und je nach Pulssteilheit eine Absenkung der Durchbruchspannung bis auf 30% der Gleichspannungsfestigkeit auftritt. Als Beispiel zeigen die Kurven in Abb. 5 bei einigen in Mineralöl eingebetteten Folien die Abhängigkeit der Durchbruchfeldstärke von der Pulssteilheit.

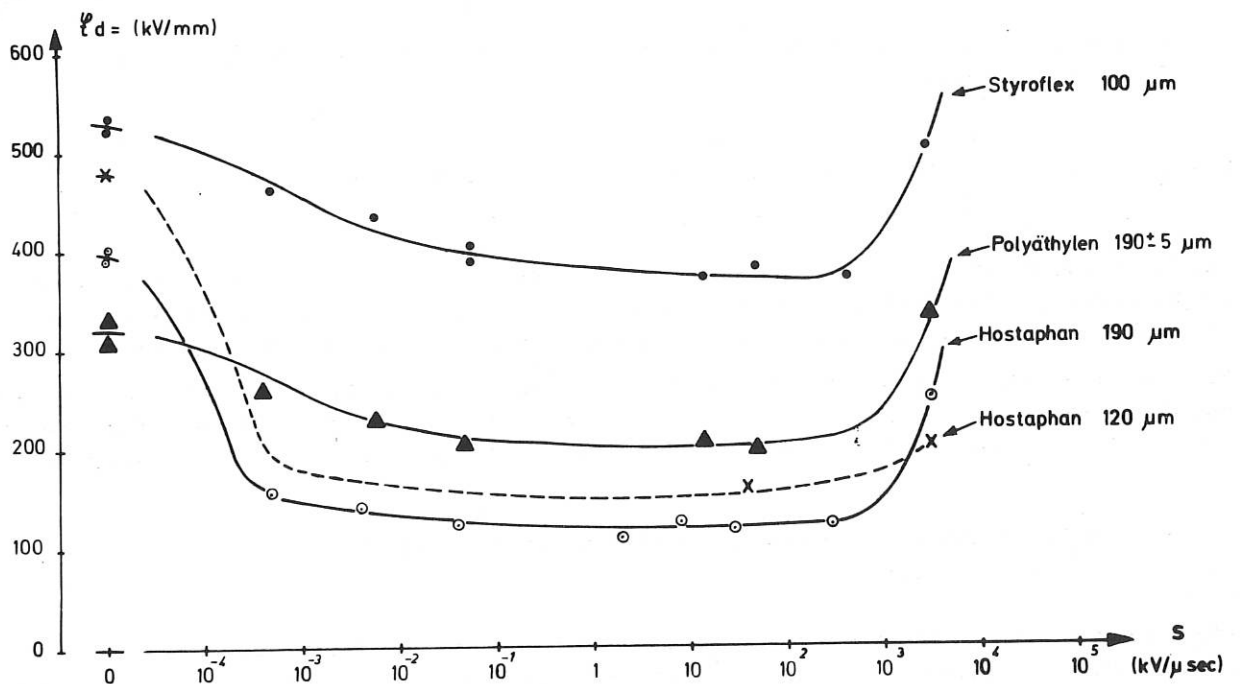


Abb. 5 Durchbruchfeldstärke von in Öl getränkten Isolierfolien, abhängig von der Steilheit des Spannungspulses

Die bei Steilheit 0 angegebenen Werte stellen die Gleichspannungsfestigkeit dar. Ein qualitativ ähnlicher Verlauf der Durchbruchfeldstärke als Funktion der Pulssteilheit tritt auch bei allen anderen Kombinationen auf. Lediglich Leitungswasser als Einbettmittel macht eine Ausnahme. Hier erhöht sich die Durchbruchfeldstärke bei Kapton und Hostaphan geringfügig gegenüber der Gleichspannungsfestigkeit. Einen Überblick für eine Pulssteilheit von  $10^2 \text{ kV}/\mu\text{s}$  gibt die folgende Tabelle:



Foliensorte	Hostaphan	Kapton	Polyäthylen	Styroflex
Einbettmittel				
Mineralöl	155 + 15 - 20	205 + 20 - 20	200 + 30 - 30	380 + 20 - 40
Rizinusöl	215 + 30 - 20	300 + 20 - 10	230 + 45 - 45	450 + 25 - 25
Glyzerin	480 + 100 - 140	310 + 35 - 45	205 + 40 - 40	510 + 60 - 100
Leitungswasser	500 + 50 - 90	280 + 15 - 30	200 + 50 - 40	380 + 90 - 100
dest. Wasser	450 + 70 - 80	258 + 56 - 56	200 + 35 - 50	385 + 95 - 70
gemessene Gleichspannungsfestigkeit	480 + 200 - 280	273 + 60 - 47	300 + 30 - 20	520 + 100 - 60

In der Tabelle sind die arithm. Mittelwerte in kV/mm aus jeweils 10 Messungen sowie der höchste und der niedrigste gemessene Wert angegeben. Die Foliendicke betrug 75-190  $\mu$ m.

Wir konnten nachweisen, daß der Durchbruch stets in der Stirn des Spannungsstoßes erfolgt und nur dann eine Absenkung der Spannungsfestigkeit möglich ist, wenn zwischen Anode und Folie flüssiges Einbettmittel vorhanden ist, während das Einbettmittel auf der Kathodenseite der Folie keinen Einfluß hat.

An der Klärung des Durchschlagmechanismus wird z.Zt. theoretisch und experimentell gearbeitet (Veröffentlichung in ETZ).

### 2.1.2. Batterien für Laser-Blitzlampen aus Elektrolytkondensatoren (R.-C. Kunze)

Der Entladungsstrom in Laser-Blitzlampen ist wegen des relativ hohen Innenwiderstandes der Blitzlampen aperiodisch gedämpft. Deshalb kann der Energiespeicher aus Elektrolytkondensatoren gebildet werden, da im Dielektrikum keine - für Elkos schädliche - gegenpolige Spannung auftritt.

Es wurde eine Batterie aus handelsüblichen Elkos aufgebaut (Gesamtkapazität 950  $\mu$ F). Das Volumen des Energiespeichers ist wegen der hohen Energiedichte von Elektrolytkondensatoren nur etwa 1/20 so groß wie das einer Batterie (mit gleicher Energie) aus Papier/Folien Kondensatoren.

### 2.1.3. Erosion an Elektroden in Hochstromentladungen unter hohem Druck (J. Gruber, R. Süß)

Die Untersuchungen an verschiedenen Elektrodenmaterialien wurden fortgeführt mit dem Ziel, die grundsätzlichen Zusammenhänge zwischen dem gemessenen Elektrodenabbrand, der durch die Funkenstrecke geflossenen Ladung und der Stromstärke zu finden. Die Ladung  $Q = \int idt$  wurde konstant gehalten und der Strom zwischen 40 und 180 kA variiert. Dabei konnte nur eine geringfügige Änderung der Erosion festgestellt werden, was darauf hindeutet, daß die ursprüngliche Annahme - Elektrodenabbrand  $\sim Q$  - berechtigt ist. Weitere Untersuchungen mit einer Bildwandlerkamera dienen zur Klärung der Vorgänge im Entladungskanal.

Abb. 6 zeigt Aufnahmen des Funkenkanales in einer Zweielektrodenfunkenstrecke zu verschiedenen Zeitpunkten nach Strombeginn. Der Maximalstrom ist 100 kA. Unabhängig vom untersuchten Material erfolgt im Frühstadium der Entladung (im Nanosekundenbereich) eine Vergrößerung des zylindri-

schen Entladungskanales mit einer mittleren Geschwindigkeit von  $v = 0,18 \text{ cm}/\mu\text{sek}$ . Etwa  $3-4 \mu\text{sek}$  nach Strombeginn zeigen sich an Anode und Kathode Zonen erhöhter Leuchtdichte, die als Metall-dampfausbrüche von der Elektrodenoberfläche diagnostiziert wurden. Aus diesen Ergebnissen - sowie denen über die Erosionszonen (siehe IPP Bericht) - kann man schließen, daß die Oberflächenzerstörung hauptsächlich durch die explosionsartige Ausbreitung des Entladungsplasmas verursacht wird.

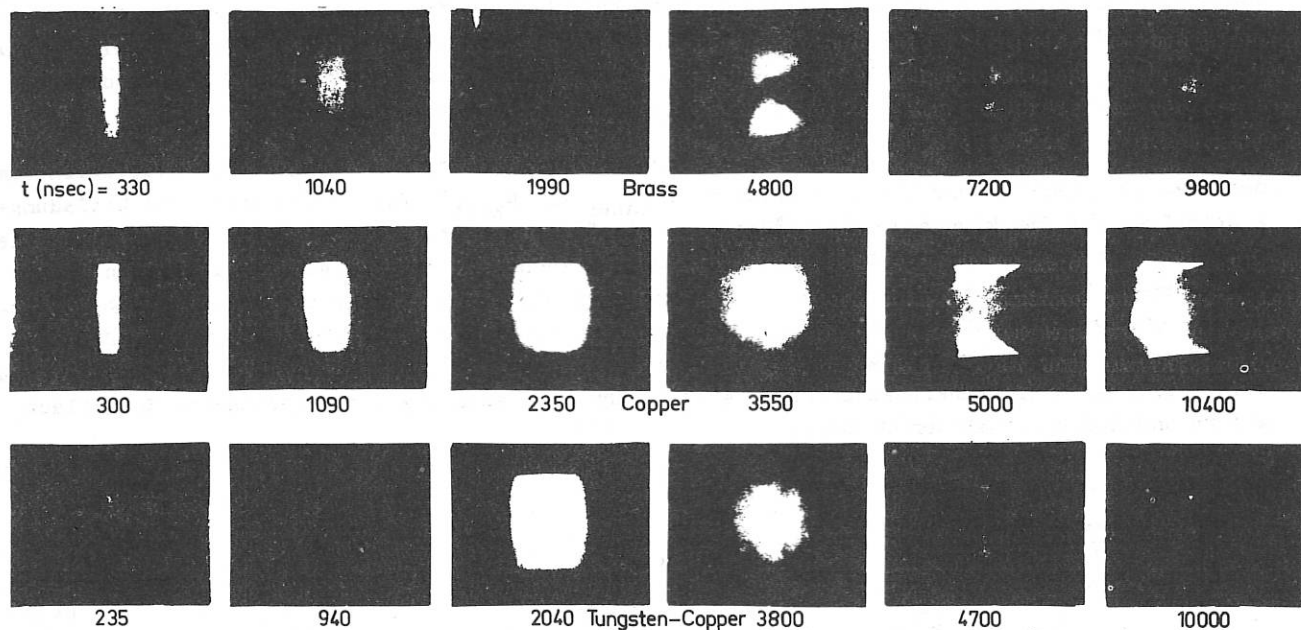


Abb. 6 Funkenkanal einer Zweielektrodenfunkenstrecke zu verschiedenen Zeitpunkten nach Strombeginn

#### 2.1.4. Felder in Funkenstrecken (G. Müller)

Zur Klärung des Begriffes der "Feldverzerrung" in Funkenstrecken wurden Messungen an Papiermodellen durchgeführt. Damit verbundene Überlegungen ergaben, daß in einer Funkenstrecke gegebener Elektrodenanordnung die Feldstärke direkt proportional der entsprechenden Potentialdifferenz ist. Deshalb kann man - wenn man die Wirkung von Raumladungsfeldern unberücksichtigt läßt - keine Feldverzerrung durch Verändern der Potentialdifferenz ( $\equiv$  Triggern) erreichen (IPP 4/61).

#### 2.1.5. Triggerung von Funkenstrecken durch Laserlicht (J. Gruber<sup>x</sup>, K. Maischberger<sup>xx</sup>, G. Müller, K.H. Schmitter, H. Wedler)

Bei der Triggerung von Funkenstrecken durch Laserlicht ist grundsätzlich zu unterscheiden zwischen folgenden Laserleistungsbereichen:

- a)  $N_{\text{Laser}} < N_{\text{krit}}$
- b)  $N_{\text{Laser}} \geq N_{\text{krit}}$

<sup>x</sup> beurlaubt nach Maxwell Laboratories, San Diego, USA

<sup>xx</sup> beurlaubt nach ESRIN, Frascati, Italien

Darin wird unter  $N_{krit}$  der Leistungsschwellwert verstanden, bei dem im Fokus die zur Erzeugung eines optischen Durchbruchs erforderliche Leistungsdichte erreicht wird. Für getriggerte Funkenstrecken geben die Zündkennlinien den Zusammenhang zwischen der normierten Spannung  $\frac{U}{U_{sb}}$  und dem mittleren Zündverzug  $\tau$  bzw. der Zündstreuung  $\Delta\tau$  für feste Triggerparameter an. Angestrebt werden Funkenstrecken mit möglichst flacher Zündcharakteristik und kleinem  $\tau$  und  $\Delta\tau$ . Wie bereits im vergangenen Jahr gezeigt wurde, haben lasergetriggerte Funkenstrecken (LGF) bei  $N_{Laser} > N_{krit}$  günstigere Zündcharakteristiken als elektrisch getriggerte Funkenstrecken (EGF). Allerdings ist die in diesem Bereich benötigte Laserleistung sehr hoch. Der Schwellwert der Leistungsdichte für den optischen Durchbruch in Luft bei 720 Torr und  $\lambda_{Laser} = 6943 \text{ \AA}$  beträgt ca.  $10^{11} \text{ W/cm}^2$ . Diese Leistungsdichte konnte im Fokus einer Linse mit  $f = 60 \text{ mm}$  bei einer Laserleistung von 150 MW erreicht werden. Wegen der hohen benötigten Leistung ist die Anwendung der in diesem Bereich arbeitenden LGF auf wenige spezielle Fälle beschränkt.

Die Arbeiten des Jahres 1969 galten vorwiegend der Verringerung des Triggerleistungsbedarfs, um den Anwendungsbereich der LGF zu erweitern. ( $N_{Laser} < N_{krit}$ ). Dazu wurde eine neue Entladungseinrichtung mit Druckfunkenstrecke ("Dampfmaschine") gebaut (Abb. 7), die Arbeitsspannungen bis zu 100 kV und Drücke bis zu 20 atü zulässt. Außerdem konnte in einer kleineren coaxialen Anlage "Kaulquappe" bei Drücken bis zu 3 atü und Spannungen bis zu 50 kV gearbeitet werden. Überdruckanordnungen wurden gewählt wegen der zu erwartenden Verbesserung der Zündbedingungen. Die Erzeugungsrate der Anfangsladungsträger sollte mit dem Gasdruck zunehmen und die Entladungsaufbauzeit kürzer werden. Druckfunkenstrecken sind bekanntlich auch wegen der geringeren Schaltlautstärke und Induktivität von Vorteil.

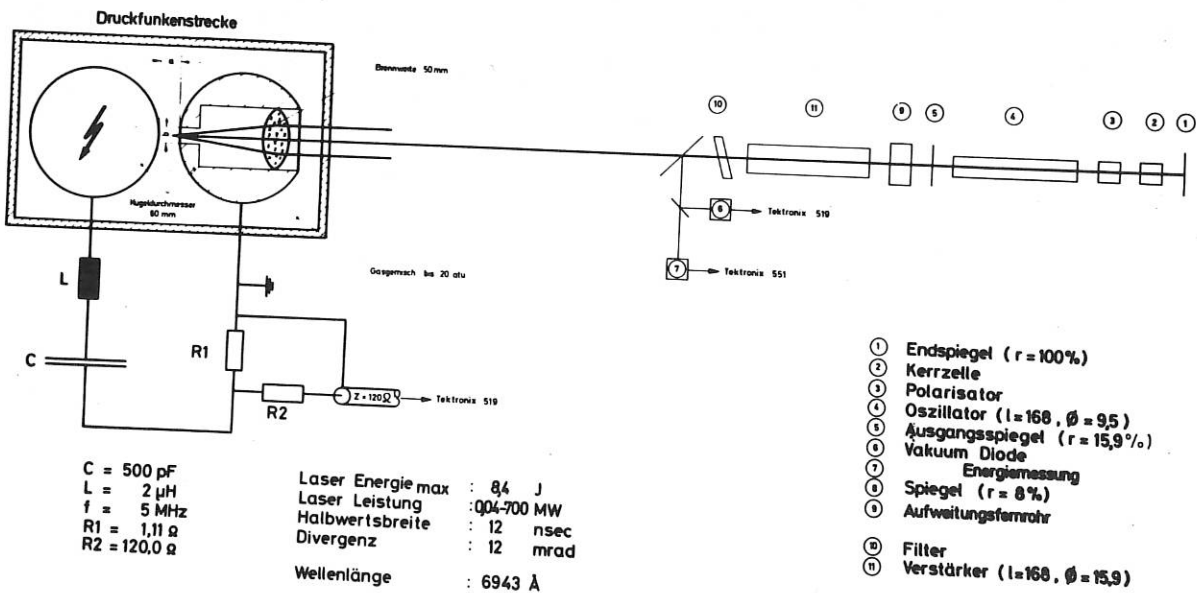


Abb. 7 Druckfunkenstrecke "Dampfmaschine"

Das langfristige Arbeitsprogramm umfaßte die Untersuchung der wichtigsten Parameter wie Gasart und Gasdruck, Funkenstreckengeometrie, Fokussierungssystem und Fokusslage, Laserleistung, -frequenz und -strahlqualität. Zunächst wurde zur Ergänzung der vorjährigen Messungen, die Zündkennlinie bei  $N_{Laser} > N_{krit}$  für veränderlichen Druck aufgenommen (Abb. 8).

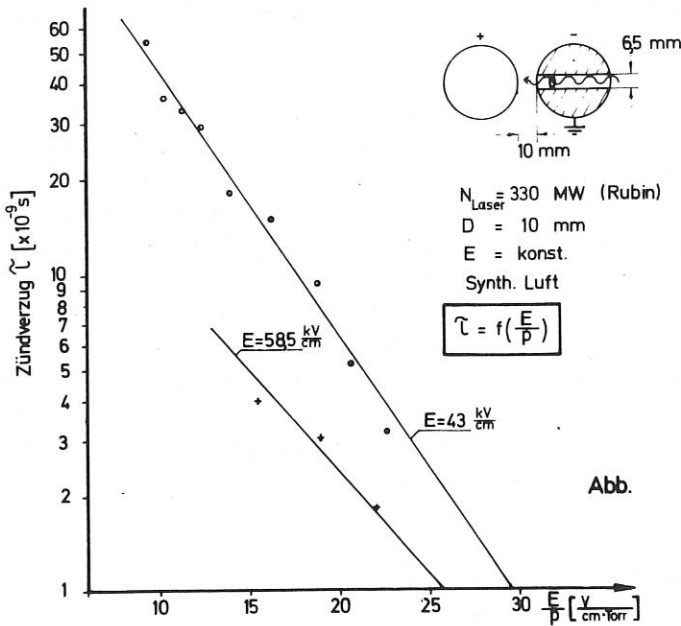


Abb.

Abb. 8 Zündverzug bei einer laserge-triggerten Funkenstrecke in Ab-hängigkeit von E/p

Dabei fiel auf, daß dem Strom der Haupt-entladung (Entladefrequenz 5,6 MHz) bei Lasertriggerung eine sehr schwach ge-dämpfte Schwingung von etwa 100 MHz über-lagert war, die bei Selbstzündung nicht in Erscheinung trat. Auch die Messung der Hauptentladungsdämpfung als Funktion der Laserleistung hatte ein unerwartetes Er-gebnis (Abb. 9). Von großer Bedeutung, nicht nur für die Gestaltung der LGF, waren Untersuchungen über den Entladungs-weg (Abb. 10). Die Entladung nimmt bei Lasertriggerung nicht den kürzesten Weg, sondern sie läuft, je nach Laserleistung, mehr oder weniger weit entlang der Achse des Laserstrahls und knickt erst dann zum Rand der Bohrung in der Kathode ab.

Daraus folgt unter anderem, daß der Bohrungsdurchmesser möglichst klein sein soll. Bei den fol-genden Messungen der Zündcharakteristiken, die mit verschiedenen Gasen und Gasgemischen durchge-führt wurden, wurde diese Erkenntnis zum Teil berücksichtigt.

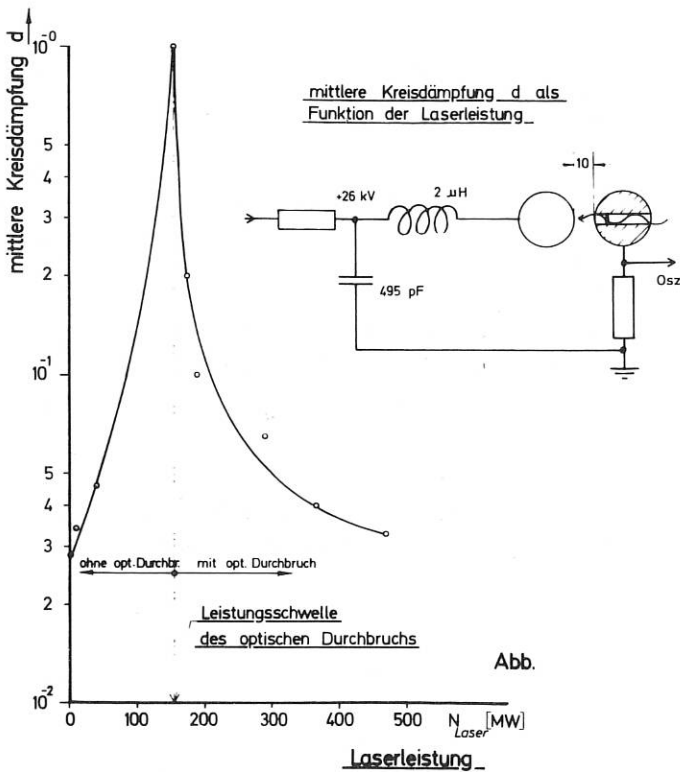


Abb.

Abb. 9 Dämpfung des Entladungsstromes als Funktion der Laserleistung

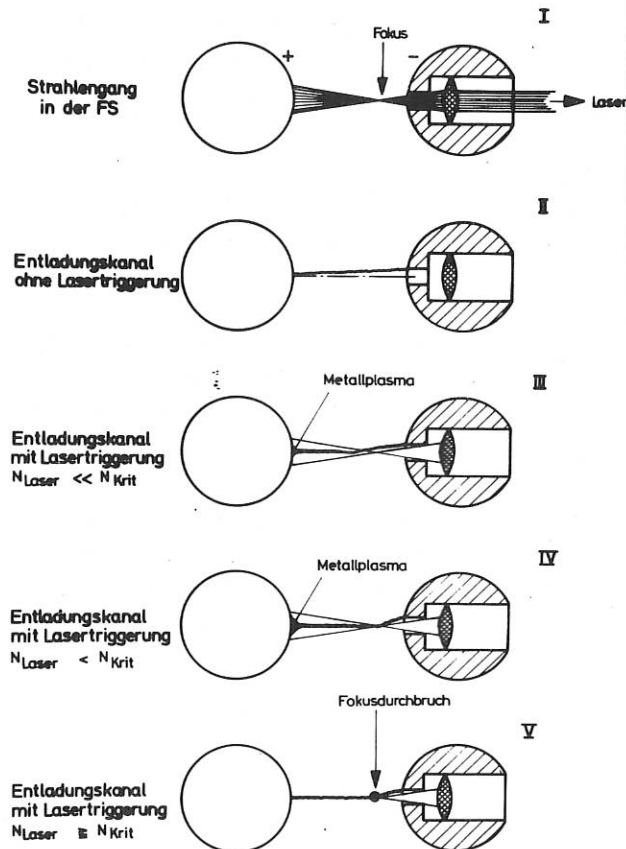


Abb. 10 Einfluß der Laserleistung auf den Verlauf des Entladungskanales

Im übrigen zeigten hier Gasgemische mit Argon besonders günstiges Verhalten (Veröffentlichung in Vorbereitung).

Es sollte möglich sein, nichtentkoppelte Mehrfachfunkenstrecken mit Hilfe von Lasern zu triggern. In einem ersten Versuch wurde der Laserstrahl eines zweistufigen Rubinlasers durch 4 Spiegel entsprechender Durchlässigkeit in vier Einzelstrahlen annähernd gleicher Intensität gesplittet. Damit konnten simultan 4 Entladungskanäle in einem Abstand von etwa 80 mm voneinander zwischen den Bandleitern eines sehr niederinduktiven Entladungskreises gezündet werden. Die Funkenstrecke war bei diesem Versuch mit Argon bei Atmosphärendruck gefüllt. Für weitere Versuche bei höheren Drucken wurde eine Vierfachfunkenstrecke im KB II konstruiert. Die Messungen an der in der Zwischenzeit fertiggestellten Anordnung sollen im kommenden Jahr aufgenommen werden.

Maßgebend für die Lasertriggerung ist die maximale Leistungsdichte  $J$  des Laserpulses, bzw. die lichtelektronische Feldstärke  $E$  ( $J \sim E^2$ ).

Für den Fokusbereich sind drei Abschätzungen maßgebend:

- 1) Die Beugungsscheibe mit 82 % der eingebrachten Energie.

Für deren Durchmesser gilt:

$$D_B = \frac{1,22 \cdot \lambda_L}{R_L} \cdot \sqrt{R_L^2 + f^2}$$

Wellenlänge des Laserlichts =  $\lambda_L$

Radius des Laserstrahls =  $R_L$

Brennweite der Linse =  $f$

- 2) Aus der Laserdivergenz  $\Theta$  folgt ein Durchmesser der Fokusscheibe von  $D_0 = 2 \cdot \Theta \cdot f$

- 3) Von den Abbildungsfehlern ist die sphärische Aberration die wichtigste. Für eine einfache dünne Bikonvex-Linse konnte eine Beziehung für die Abweichung  $\Delta x$  in der Bildebene von der Gauss'schen Abbildung berechnet werden.

Unter der Annahme einer räumlichen und zeitlichen Gaußverteilung des Laserlichts wurde - bei Variation aller wichtigen Parameter - die zeitliche Entwicklung der Intensität in Fokusbereich berechnet (Bericht in Vorbereitung)

## 2.2. Supraleitung

### 2.2.1. Kurzproben und Modellspulen (W. Amenda)

Zur Erprobung von Hochstromsupraleitern wurde ein Meßstab mit koaxialen Stromzuleitungen entwickelt, mit dem  $I_c$ - $H_c$ -Messungen bis zu Strömen von knapp 4000 A möglich sind (siehe Abb. 11).

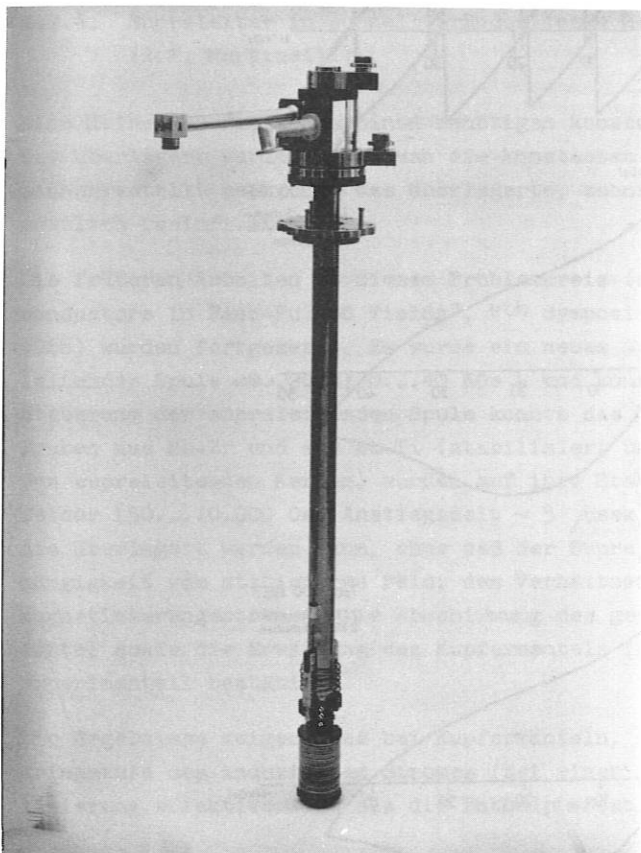


Abb. 11 Meßstab zur Erprobung von Hochstromsupraleitern

Die bei solchen Untersuchungen auftretenden Schwierigkeiten hinsichtlich der Wärmezu-  
leitung zur Probe, der Kontaktierung der  
Supraleiter und des Einflusses des Magnet-  
feldes auf den Kontaktwiderstand waren Ge-  
genstand ausführlicher experimenteller Un-  
tersuchungen (IPP-Bericht in Vorbereitung).

Neben den routinemäßigen Messungen an neuen  
Supraleitern wurden in Zusammenarbeit mit  
dem Institut für Werkstoffwissenschaften I  
der Universität Erlangen  $I_c$ - $H_c$ - und Magneti-  
sierungsuntersuchungen an dort entwickelten  
neuen  $NbT_1$ -Supraleitern durchgeführt.

### 2.2.2. Magnetisierung zylindrischer Supraleiter (P. Krüger, B. Oswald)

Zur Analysierung von Magnetisierungskurven, die an zylindrischen Supraleitern gemessen werden,  
dienen die Berechnungsunterlagen, die in einem IPP-Bericht zusammengestellt wurden (Bericht 4/67).  
Anhand dieser Unterlagen lassen sich entweder iterativ oder mit Hilfe einer von Kim et al. vor-  
geschlagenen  $I_c$ - $H_c$ -Beziehung der jeweilige Energiezustand sowie die Stromdichte und die Feldver-  
teilung im Supraleiter angeben.

An geschichteten supraleitenden Zylindern aus  $Nb_3Sn$ -Bändern wurden zahlreiche Magnetisierungs-  
messungen zur Bestimmung des Flußsprungverhaltens vorgenommen. Dabei wurde durch Variation der  
stabilisierenden Kupferzwischenlagen der Effekt der dynamischen Flußsprungstabilisierung quanti-  
tativ untersucht. Die Ergebnisse geben eine allgemeine Vorstellung von den Vorgängen innerhalb  
scheibenförmig gewickelter  $Nb_3Sn$ -Spulen. Hierbei konnten auch erhebliche Unterschiede bei den  
kommerziell erhältlichen  $Nb_3Sn$ -Bandleitern festgestellt werden.

Zwei typische Magnetisierungskurven an solchen geschichteten  $Nb_3Sn$ -Zylindern mit jeweils 5 mm Durchmesser und 30 mm Länge sind in Abb.12 gezeigt.

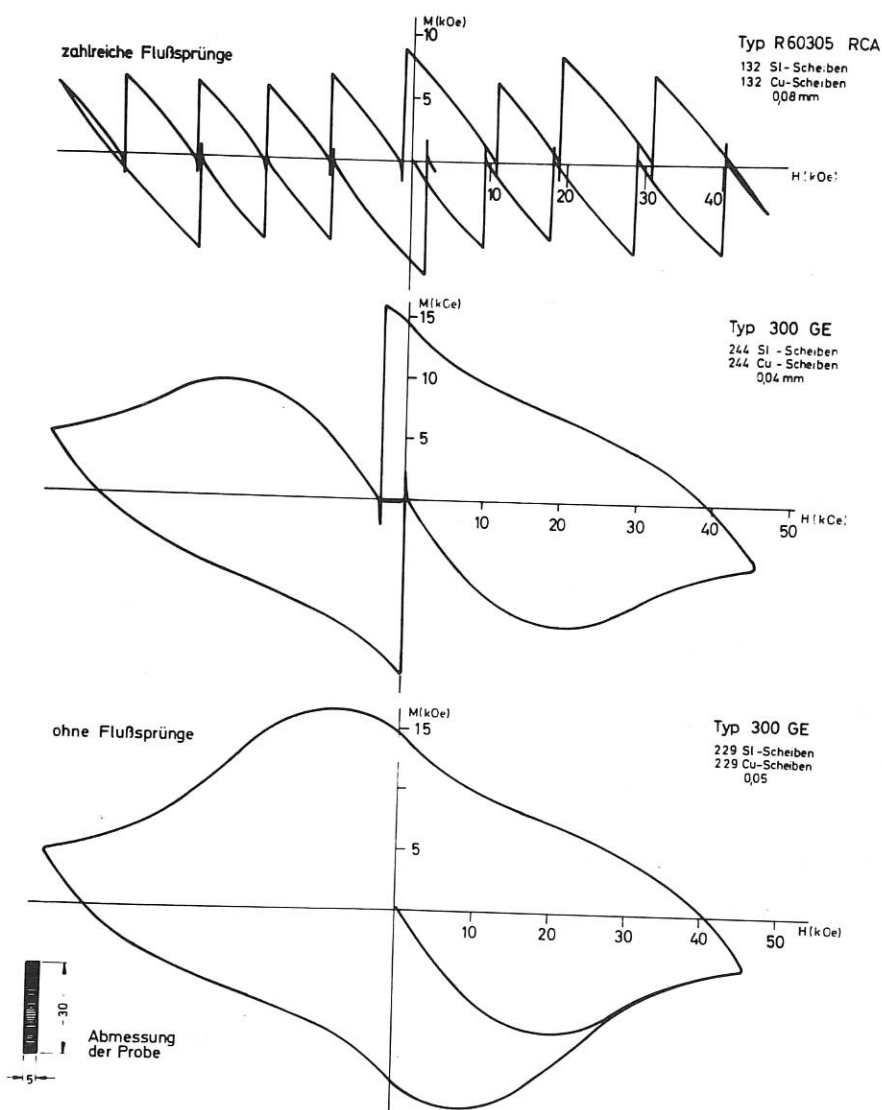


Abb. 12 Magnetisierung geschichteter  $Nb_3Sn$ -Zylinder mit unterschiedlichen Kupferzwischenlagen

### 2.2.3. Stabilisierte supraleitende Spulen (W. Amenda, P. Krüger, A. Martinelli)

Aus NbTi-Matrixleitern wurden mehrere kleinere und mittlere Spulen gefertigt und insbesondere auf ihr Stabilitätsverhalten in der Nähe des Quenchnpunktes untersucht.

Eine in Zusammenarbeit mit der Universität München aus selbststabilisierten Supraleitern (kombinierter Kupfer-NbTi-Supraleiter mit sehr feinen Supraleiter-Filamenten) aufgebaute Spule mit 3 cm freiem Innendurchmesser erwies sich bis zu einer Feldstärke von 70 kOe (Kurzproben-Grenzwert) als äußerst unempfindlich gegenüber schnellen Stromveränderungen (Erregungszeit  $\sim 12$  sek).

Das Stromversorgungsgerät für die Proben wurde mit einer steuerbaren Einrichtung ausgerüstet. Dadurch wurde erreicht, daß der Strom in der Probe und das der Probe überlagerte Feld gleichzeitig verändert werden konnten (kritischer Zustand). Die Ergebnisse zeigen, daß die kleineren und mittleren Felder einer supraleitenden Spule instabil sind (Bericht in Vorbereitung).

Eine mögliche Stabilisierungsmethode wird vorgeschlagen (Bericht in Vorbereitung).

#### 2.2.4. Supraleiter in schnellveränderlichen Magnetfeldern (A.P. Martinelli)

Eine Reihe von Plasmamaschinen benötigen konstante Magnetfelder, denen schnellveränderliche Felder überlagert werden. Will man die konstanten Felder mit Hilfe von Supraleitern erzeugen, muß sichergestellt sein, daß das überlagerte, schnellveränderliche Magnetfeld den Supraleiter nicht merklich beeinflusst.

Die früheren Arbeiten zu diesem Problemkreis (siehe "Behavior and Application of Hard Superconductors in Fast-Pulsed Fields", Vth Symposium on Fusion Technology, Oxford, England, 2-5 July 1968) wurden fortgesetzt. Es wurde ein neues System gebaut (bestehend aus Stahlkryostat, supraleitender Spule -0..20 A; 0..40 KOe - und konzentrischer Kupfer-Pulsspule). Durch automatische Steuerung der supraleitenden Spule konnte das Meßverfahren sehr vereinfacht werden. Verschiedene Proben aus Nb-Zr und aus Nb-Ti (stabilisiert und nichtstabilisiert, mit nur einem und mit mehreren supraleitenden Kernen) wurden auf ihre Stabilität unter Einfluß schnellveränderlicher Magnetfelder (50..10.000 Oe, Anstiegszeit  $\sim 5$   $\mu$ sek) untersucht. Die maximal zulässige Feldstärke, die überlagert werden kann, ohne daß der Supraleiter normalleitend wird, wurde gemessen in Abhängigkeit vom stationären Feld, dem Verhältnis Kupfer/Supraleiter, dem Transportstrom und den Magnetisierungsströmen. Die Abschirmung des gepulsten Feldes durch den stabilisierenden Kupfermantel sowie die Erwärmung des Kupfermantels (durch induzierte Wirbelströme) wurden berechnet und experimentell bestätigt.

Die Ergebnisse zeigen, daß bei Kupfermänteln, deren Wand etwa zweimal so stark ist wie die Eindringstufe des induzierten Stromes (bei einer Anstiegszeit von  $\sim 5$   $\mu$ sek), die dynamische Stabilisierung effektiver ist als die Enthalpie-Stabilisierung (Veröffentlichung in Vorbereitung).

#### 2.3. Tieftemperaturtechnik (W. Amenda, J. Becker, H. Schickel)

Zur Berechnung von Wärmetauschern, vor allem im Hinblick auf die Anwendung in der Tieftemperaturtechnik, wurde ein Rechenmaschinenprogramm entwickelt. Damit ist es beispielsweise möglich, tiefgekühlte Hohlleiterspulen im Hinblick auf den Abkühlvorgang und bei Impulsbetrieb zu berechnen.

Daneben wurde ein weiteres Programm zur Berechnung der Wärmebewegung bzw. der zeitlich abhängigen Temperaturprofile in ausgedehnten Leitern entwickelt. Dieses Programm erlaubt die Berechnung des zeitlichen und örtlichen Temperaturverlaufs in dicken, nur an der Oberfläche gekühlten Magnetfeldspulen während einer transienten Strombelastung.

Eine Einrichtung zur Herstellung und Umwälzung von überkritischem Helium befindet sich im Aufbau.

##### 2.3.1. Untersuchung von Thermokontakten (L. Donati, R. Scherzer)

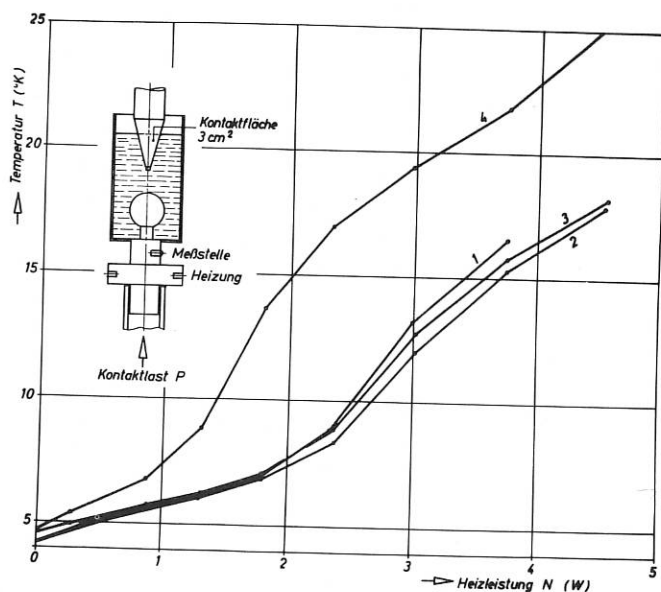
Anschließend an die Arbeiten des vorigen Jahres wurden im Berichtsjahr untersucht:

- a.) Die Reproduzierbarkeit der Kontaktleistung beim Wiederkontaktieren,
- b.) Die Eignung von Hg-In-Legierungen als Kontaktwerkstoff.

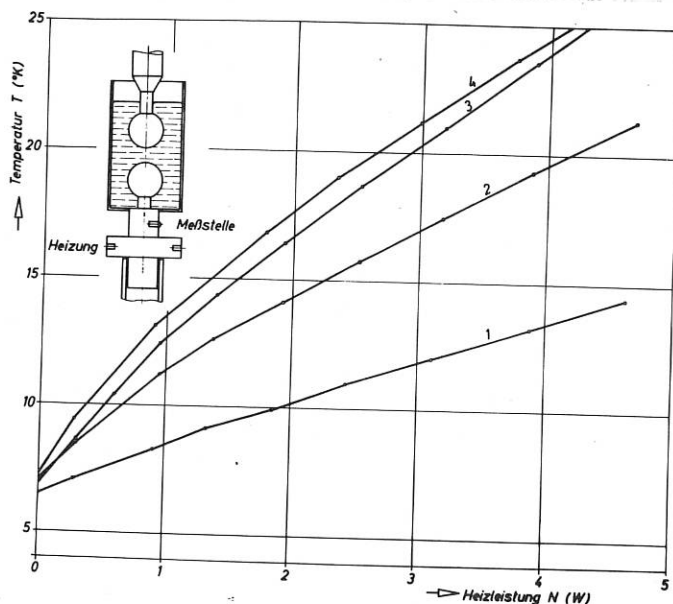


Zu a.) In einer Reihe von Versuchen mit Hg als Kontaktwerkstoff konnte nachgewiesen werden, daß das Aufbringen einer Belastung auf das Kontaktsystem während des Abkühlens von RT keine wesentliche Verbesserung der Kontaktgüte bewirkt, da diese ihren optimalen Wert fast ausschließlich durch das Aufschrumpfen des Hg auf den konischen Cu-Stift erreicht. Nach Wiederherstellen des Kontaktes im kalten Zustand wurde eine der Ablösekräfte entsprechende Belastung aufgebracht. Der erreichte Wert für die Kontaktleistung lag dabei ca. 50% unter dem ursprünglich gemessenen. Dieser Wert konnte auch nach weiterer Erhöhung der Belastung auf  $30 \text{ kp/cm}^2$  nur bis max 76% gesteigert werden. Belastungen über  $30 \text{ kp/cm}^2$  ließ die konstruktive Auslegung der Versuchseinrichtung nicht zu.

Zu b.) In einer weiteren Meßreihe wurden Hg-In-Legierungen verschiedener Zusammensetzung hinsichtlich ihrer Eignung als Kontaktwerkstoff untersucht. Um einen möglichst eindeutigen Formschluß zwischen Kontaktstift und Kontaktwerkstoff zu erreichen, wurde der für den lösbaren Kontakt verwendete Kegelstift durch einen Kugelstift ersetzt. Wie aus Abb. 13 ersichtlich, wurden bei dieser Untersuchung die besten Kontaktwerte mit reinem Hg erreicht (Kurve 1). Mit steigendem In-Gehalt verschlechterte sich die Güte des Kontaktes (Kurven 2 bis 4).



a



b

Abb. 13 Temperaturanstiegskurven in Abhängigkeit von der Heizleistung

- a Kurve 1: nach Abkühlung von d. R.T. ohne Kontaktbelastung
- Kurve 2: nach Abkühlung von d. R.T. mit  $14 \text{ kp/cm}^2$  Kontaktbelastung
- Kurve 3: nach Abkühlung von d. R.T. mit  $30 \text{ kp/cm}^2$  Kontaktbelastung
- Kurve 4: nach Lösen und Wiederherstellen des Kontakts; Kontaktbelastung  $30 \text{ kp/cm}^2$
- b Kurve 1: Kontaktwerkstoff Hg
- Kurve 2: Kontaktwerkstoff 95/5% Hg-In-Legierung
- Kurve 3: Kontaktwerkstoff 90,8/9,2% Hg-In-Legierung
- Kurve 4: Kontaktwerkstoff 77/23% Hg-In-Legierung

### 2.3.2. Unmagnetische Metall-Keramik-Durchführungen für hohe und tiefe Temperaturen (G. Dietz, H. Hägelsperger)

Die Erweiterung des Einsatzgebietes für vakuumdichte, unmagnetische Stromdurchführungen von ursprünglich hohen Temperaturen in der UHV-Technik ( $+450^{\circ}\text{C}$ ) auf tiefe Temperaturen in der Supraleitungstechnik ( $-269^{\circ}\text{C}$ ) erforderte eine entsprechende Weiterentwicklung der Metall-Keramik-Hartlötverbindungen. Voraussetzung für eine höhere thermische Belastbarkeit ist, daß die bei jeder der möglichen Einsatztemperaturen zwischen der Keramik und den Metallanschlußteilen auftretenden Wärmespannungen unter der Bruchspannung der Keramik bleiben. Mit den bisher verwendeten Anschlußteilen aus rostfreiem Edelstahl konnte diese Forderung wegen des gegenüber der Keramik stark unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten und der gleichzeitig hohen Festigkeit dieses Werkstoffes nicht erfüllt werden. Es wurden deshalb Verbindungen mit Anschlußteilen aus Kupfer entwickelt.

Die neue Ausführung weist gegenüber der bisher üblichen folgende Vorteile auf:

1. Hohe Temperaturwechselbeständigkeit, da die auftretenden Wärmespannungen wegen der großen Duktilität des Kupfers weitgehend von diesem aufgenommen werden können.
2. Teile, die nach dem Lötprozess Undichtigkeiten in der Lötnaht aufweisen, können mehrmals ohne Schäden auf Löttemperatur ( $810^{\circ}\text{C}$ ) gebracht und nachgelötet werden. Daraus ergibt sich automatisch die Verwendung solcher Verbindungen bei höheren Temperaturen als bisher.
3. Durch die Reduzierung der Spannungen in der Lötverbindung erübrigen sich auch - spez. bei größeren Abmessungen - die bisher kompliziert geformten, mit elastischen Zonen versehenen Anschlußteile.

Um bei Verwendung der neuen Ausführung bei höheren Temperaturen eine Oxydation der Cu-Anschlußteile auszuschließen, sind diese mit einem Mattnickelüberzug versehen, der Ausheiztemperaturen über  $450^{\circ}\text{C}$  zuläßt. Ferner sind an die Cu-Anschlußteile Übergangsstücke aus Edelstahl hart angelötet, so daß die Verbindung mit anderen Bauteilen in der üblichen Weise durch Schweißen erfolgen kann. (Abb. 14)

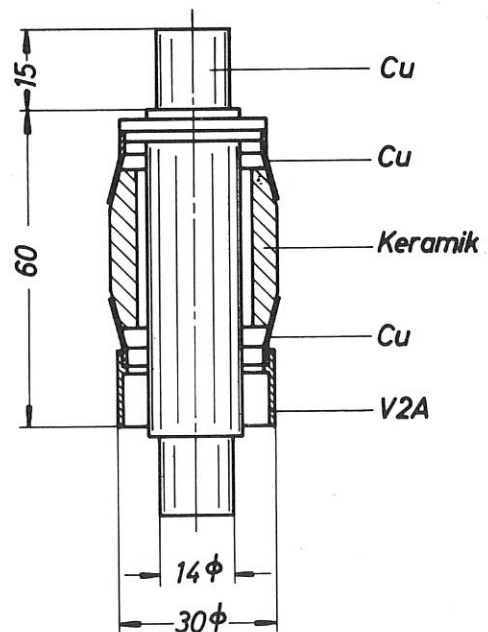
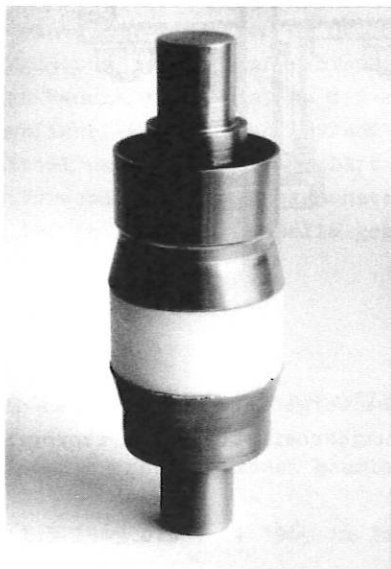


Abb. 14 Ausführungsbeispiel einer Hochstromdurchführung für die Supraleitungstechnik

### 2.3.3. Feindosierventil für flüssigen Stickstoff (A. Stimmelmayer)

Die häufige Bildung von Kühlfallen - in Form von Kupferrohrschlangen - in kryotechnischen Geräten erfordert ein ständiges, gleichmäßiges Beschicken dieser Rohrschlangen mit flüssigem Stickstoff. Wenn die Durchflußmenge dabei so eingestellt wird, daß möglichst nur gasförmiger Stickstoff die Austrittsöffnung verläßt, wird das Kühlmittel optimal ausgenützt und erfordert keine zusätzlichen Einrichtungen zum Auffangen und Aufbewahren von nichtverdampftem Stickstoff. Für diesen Zweck wurde das nachstehend beschriebene Feindosierventil entwickelt.

Abb. 15 zeigt den konstruktiven Aufbau des Ventils. Es besteht aus einem Vakuummantel, der alle Teile, die flüssigen Stickstoff führen, umgibt. Ein- und Auslaßöffnung sind mit Kupplungsteilen zum Anschluß von Transportleitungen für das Flüssiggas versehen. Die Betätigung des Ventils erfolgt manuell über ein Differentialgewinde, das feinste Verstellungen des Ventilkegels gestattet. Eine Umdrehung der Ventilspindel entspricht dabei einem Hub des Ventilkegels von 0,15 mm. Das Ventil ist so konstruiert, daß die einzelnen Baugruppen durch einfaches Lösen von O-Ring-Dichtungen am Gehäuse, bzw. von Indiumdraht-Dichtungen am Ventilkörper, demontiert werden können.

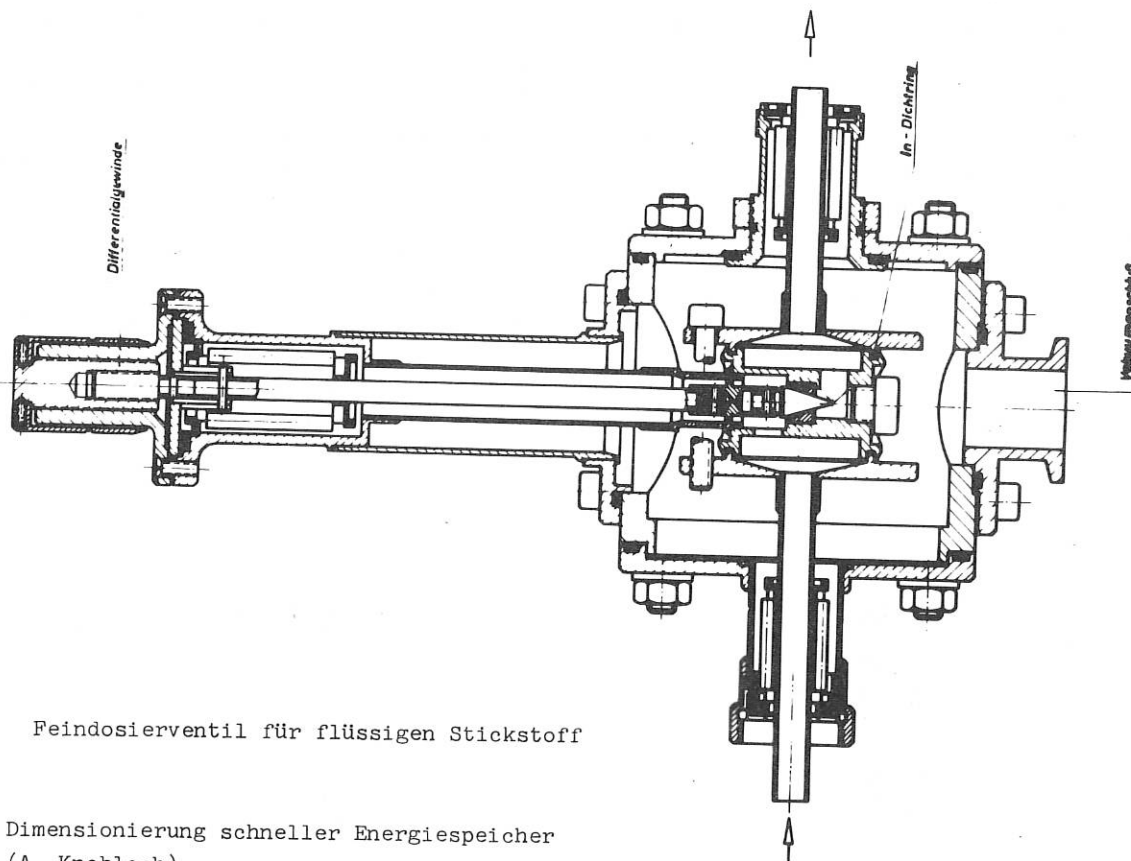


Abb. 15 Feindosierventil für flüssigen Stickstoff

### 2.4. Dimensionierung schneller Energiespeicher (A. Knobloch)

Die schon im Jahresbericht 1968 erwähnten Studien wurden weitergeführt und bildeten die technische Grundlage für ein vom sog. Hoch- $\beta$ -Planungsausschuß ausgearbeitetes 5-Jahresprogramm zur Entwicklung eines großen Torusexperimentes Isar X.

### 2.5 Fusionsreaktorstudien (A. Knobloch)

Der erreichte Stand der experimentellen Plasmaphysik läßt es geraten erscheinen, technische Vorarbeiten zum Fusionsreaktor in Angriff zu nehmen, auch wenn die entscheidenden Probleme der Physik

noch nicht gelöst sind. Deshalb wurden u.a., ausgehend von den Ergebnissen der ersten Fusionsreaktor-Konferenz in Culham, Reaktorstudien eingeleitet. Einer allgemeinen Unterrichtung der Mitarbeiter des Instituts diente eine im November durchgeführte Vortragsreihe, die weitergeführt werden wird.

## 2.6. Laser

### 2.6.1. Anorganische Flüssigkeitslaser

(H. Baumhacker, E. Fill<sup>+</sup>), R. Lang, K. Maischberger<sup>++</sup>), J. Perchermeier<sup>+++</sup>),  
K.H. Schmitter, H. Weichselgärtner, F. Zitzmann)

Durch die anorganischen Flüssigkeitslaser sollten, falls es gelingt, die mit ihrer Realisierung verbundenen schwierigen chemischen und technologischen Probleme zu lösen, neue Anwendungsmöglichkeiten für die Lasertechnik eröffnet werden. Insbesondere die mit Flüssigkeitsumwälzung arbeitenden Systeme werden voraussichtlich eine Lücke in der Reihe der Impulslaser schließen können. Die mittlere Leistung von repetierenden Festkörperimpulslasern ist bekanntlich u.a. durch die Wärmeleitfähigkeit der verwendeten Lasermaterialien thermisch begrenzt. Bei Umwälzflüssigkeitslasern liegt dieser Wert um so höher, je rascher der Küvetteninhalt nach jedem Laserimpuls ausgetauscht werden kann. Wir standen somit vor der Aufgabe, Laserflüssigkeiten zu finden, die (neben langer Fluoreszenzdauer) eine geringe Viskosität haben. Außerdem mußte eine Pumpe entwickelt werden, mit deren Hilfe die im allgemeinen äußerst aggressiven Flüssigkeiten schnell umgewälzt werden können. Es muß ferner darauf geachtet werden, daß das Lasermedium möglichst homogen innerhalb der Küvette verteilt ist, so daß die Laserleistung nicht infolge von Gradienten im Brechungsindex (Schlieren) beeinträchtigt wird.

#### Chemische und technologische Arbeiten zum Flüssigkeitslaser

Außer den vorher genannten Forderungen sollen die Laserflüssigkeiten natürlich optisch homogen sein, d.h. sie dürfen keine Mikrokristalle enthalten. Bei der Präparation wird mit sehr reinen und wasserfreien Substanzen gearbeitet. Als Präparationsapparatur hat sich das in "Z.Naturforschg." 24a, 1665 (1969) beschriebene Gerät bewährt. Die hohe Viskosität, die Empfindlichkeit gegen Atmosphärrillen und die außerordentliche Toxizität von Lösungen auf der Basis von  $\text{SeOCl}_2$  veranlaßten zur Suche nach anderen geeigneten Flüssigkeiten.

Aufgrund eines Hinweises von E. Schimitschek nahmen wir die 1967 begonnenen Versuche mit  $\text{POCl}_3$  als Lösungsmittel wieder auf. Phosphoroxychlorid zeichnet sich durch relativ geringe Empfindlichkeit gegen Feuchtigkeit aus, so daß eine schnelle und sichere Herstellung auch größerer Mengen ohne erheblichen apparativen Aufwand möglich ist. Nachdem der Mechanismus der Reaktion zwischen Lösungsmittel und Lewisäure geklärt war, fanden außer Nd - Trifloracetat und  $\text{AlCl}_3$  auch andere Additive Verwendung. Eine Zusammenstellung der bisher hergestellten Lösungen mit einigen Eigenschaften ist in folgender Tabelle gegeben.

---

+) ab 1.5.1969 im Institut beschäftigt

++) ab 1.6.1969 nach Frascati beurlaubt

+++) vom 1.5.1969 bis 1.11.1969 im Institut beschäftigt

Zusammenstellung der von uns bisher produzierten Laserflüssigkeiten

lfd.Nr.	S.E. Verbdg.	Donator <sup>11)</sup> Lösungs- mittel	Acceptor <sup>11)</sup>	Konzentr. des S.E.-V	Fluoreszenz <sup>16)</sup> lebensdauer	stimulierte Emission
1	Nd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	SeOCl <sub>2</sub>	SnCl <sub>4</sub>	0,1-0,5M	max.225-230 μsec	ja
2	"	"	SbCl <sub>5</sub>	"	max.270-300 μsec	ja
3	NdCl <sub>3</sub>	SeOCl <sub>2</sub>	SnCl <sub>4</sub>	0,3 M	220 μsec	ja
4	Yb <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	SeOCl <sub>2</sub>	SnCl <sub>4</sub>	0,3 M	250 μsec	n.erpr.
5	Nd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	POCl <sub>3</sub>	SnCl <sub>4</sub>	sehr gering	70 μsec	--
6	Nd(CF <sub>3</sub> COO) <sub>3</sub>	POCl <sub>3</sub>	AlCl <sub>3</sub>	0,2 M	330 μsec	ja
7	Nd(CF <sub>3</sub> COO) <sub>3</sub>	POCl <sub>3</sub>	ZrCl <sub>4</sub>	0,2 M	400 μsec	ja
8	NdCl <sub>3</sub>	VOCl <sub>3</sub>	SnCl <sub>4</sub>	0,1 M	70 μsec	--
9	Nd(CF <sub>3</sub> COO) <sub>3</sub>	PSCl <sub>3</sub>	AlCl <sub>3</sub>	0,2 M	100 μsec	n.erpr.
10	NdCl <sub>3</sub> ·SnCl <sub>4</sub>	POCl <sub>3</sub>	AlCl <sub>3</sub>	0,2 M	200-230 μsec	n.erpr.
11	" "	POCl <sub>3</sub>	SnCl <sub>4</sub>	0,3 M	320-370 μsec	--
12	" "	SeOCl <sub>2</sub>	SnCl <sub>4</sub>	0,3 M	260 μsec	ja
13	" "	POCl <sub>3</sub>	SbCl <sub>3</sub>	0,3 M	100 μsec	--
14	NdCl <sub>3</sub>	SOCl <sub>2</sub>	AlCl <sub>3</sub>	0,1 M	--	--

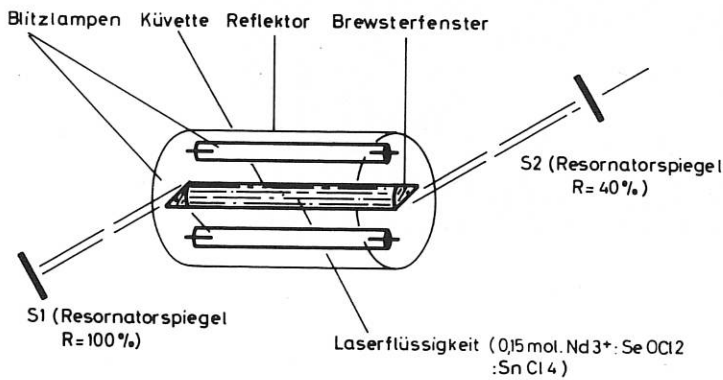
Umwälzbetrieb mit Selenoxychlorid ist nur möglich, wenn in der Apparatur Dichtungsringe weitgehendst vermieden werden. Selbst Teflon wird von Selenoxychlorid angegriffen. Unter Berücksichtigung dessen war die Entwicklung einer geeigneten Umwälzpumpe besonders problematisch. Nach umfangreichen Versuchen entstand eine vollkommen geschlossene Allglasumwälzpumpe mit eingelaster Magnetkupplung, deren Förderleistung auch für Flüssigkeiten hoher Viskosität den Ansprüchen entsprach. Diese Pumpe hat sich nicht nur in Selenoxychloridumläufen sehr bewährt, sondern wird nun auch in amerikanischen Laboratorien verwendet.

Bei den ersten Versuchen hatten sich dünnwandige Küvetten mit aufgeklebten bzw. angeschmolzenen Fenstern insbesondere wegen der geringen Festigkeit gegen Stoßwellenbeanspruchung nicht bewährt. Es wurden neue Küvetten aus starkwandigem Hartglashochdruckrohr entwickelt, deren Enden mit aufgesinterten Flanschansätzen versehen wurden. Die Fenster wurden mit Gegenflanschen justierbar angebracht. Zum Schutz der Pumpe gegen Stoßwellen wurden in den Kreislauf Stoßwellenfallen eingebaut.

#### Experimentelle Ergebnisse

Verschiedene Flüssigkeiten wurden auf ihr Laser-Verhalten untersucht. Die Küvetten hatten, bei einem Innendurchmesser von 10 mm, eine Länge von 330 mm bzw. 170 mm und befanden sich in einem Pumplichtreflektor aus Reflektal mit doppelelliptischem Querschnitt. Durch Filterplatten zwischen den beiden Blitzlampen und der Küvette wurde das (für den Laserbetrieb unerwünschte) Blitzlicht mit einer Wellenlänge, die kürzer als 50 nm ist, vom Lasermedium ferngehalten. Es wurden Versuche bei ruhender und zirkulierender Flüssigkeit gemacht (Abb. 16), deren Ergebnisse in folgender Tabelle zusammengefaßt sind:

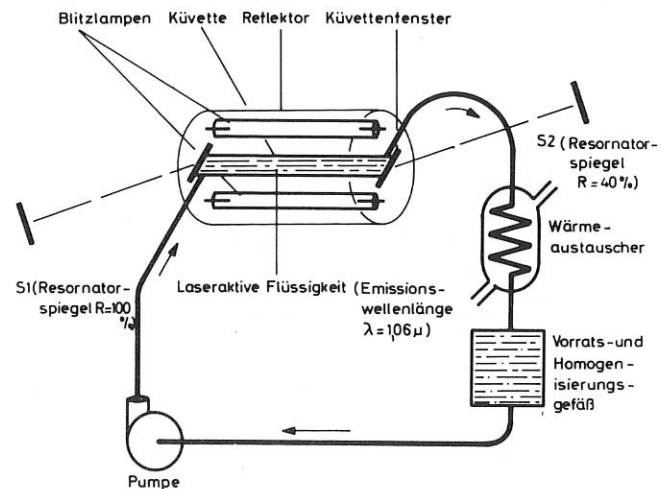
Laserflüssigkeit	Fluoreszenz-lebensdauer [,usec]	Reflexion Auskoppelsp. [%]	Länge Küvette [mm]	Schwelle [J]	Laserleistung [MW]	Impuls-länge [nsec]	Winkel-divergenz [mrad]	Q-switch	Gesamt-wirkung grad [%]
Nd <sup>3+</sup> 1 norm -SeOCl <sub>2</sub> -S6Cl <sub>5</sub> ruhend	225	45	340	60	-	-	-	ohne	0,25
			340	-	-	-	ohne	0,55	
			340	180	8	8	passiv	0,1	
			340	55	10	10	aktiv	0,03	
Nd <sup>3+</sup> 0.45 norm -POCl <sub>3</sub> -AlCl <sub>3</sub> ruhend	150	45	340	100	-	-	-	ohne	0,1
					75	4	-	passiv	0,01
Nd <sup>3+</sup> 0.6 norm -POCl <sub>3</sub> -AlCl <sub>3</sub> zirkulierend	300	45	170	500	-	-	3	ohne	0,03



a)

Abb.16 Schematische Darstellung für Flüssigkeits-laser

- a) ruhende Flüssigkeit
- b) zirkulierende Flüssigkeit



b)

### 2.6.2. Mehrstufiger Neodym-Glaslaser (H. Baumhacker, K. Maischberger)

In Anlehnung an die von uns gebauten Rubinlaser wurde ein Nd-Glaslaser-System mit Pockelszellen-Q-Switch entwickelt. Die Ausgangsleistung des Oszillators beträgt 40 MW bei einer Pulshalbwertsbreite von 16 nsec. Mit einer nachgeschalteten Verstärkerstufe (Nd-Glasstab von 16 mm  $\varnothing$  und 18" Länge) kann eine Ausgangsleistung von 1 GW erreicht werden (Abb. 17). Durch zwei weitere Verstärkerstufen (Nd-Glasstäbe von 32 mm  $\varnothing$  und 18" Länge bzw. 45 mm  $\varnothing$  und 12" Länge), die zur Zeit aufgebaut und getestet werden, soll die Ausgangsleistung des Gesamtsystems auf 10 GW gesteigert werden.

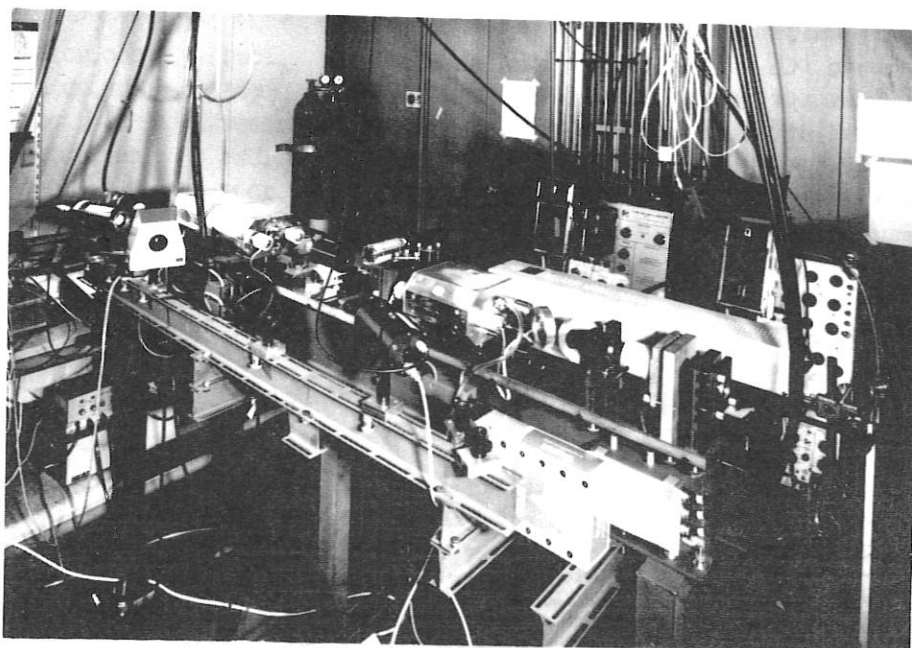


Abb. 17 Mehrstufiger Nd-Glaslaser

### 2.6.3. Optoakustische Experimente (E. Fill)

Zur Vorbereitung von Modenkopplungs-Versuchen am Nd-Flüssigkeitslaser wurden optoakustische Lichtmodulatoren gebaut.

#### A) Lichtmodulator mit laufenden Ultraschallwellen

Ein senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung der Schallwelle verlaufendes Lichtbündel wird in verschiedene Beugungsordnungen aufgespalten. Der direkt durchgehende Strahl (nullte Beugungsordnung) wird dadurch in seiner Intensität vermindert und kann durch die Ultraschallwelle moduliert werden.

Die verwendete Anordnung arbeitet bei einer Frequenz von 6,5 MHz. Lichtbündel bis 1 cm Durchmesser können zu 100% moduliert werden. Die Anstiegszeit ist ca. 2  $\mu$ sec. Sie ist bei engen Lichtbündeln gegeben durch die Anschwingzeit des Ultraschall-Wandlers.

Der Modulator kann als Güteschalter für den Riesenimpulsbetrieb bei Lasern verwendet werden und wurde im Rubin-, Nd-Glas- und Nd-Flüssigkeitslaser erfolgreich getestet. Unter Verwendung sphärischer Spiegel und bei Stellung des Modulators nahe der Strahltaile ergeben sich Einzelpulse von ca. 50 nsec Halbwertsbreite.

B) Lichtmodulator mit stehenden Ultraschallwellen

Eine stehende Ultraschallwelle in einem transparenten Medium wirkt auf einen einfallenden Lichtstrahl wie ein Beugungsgitter, das im doppelten Rhythmus der Schallfrequenz entsteht und wieder verschwindet. Das Licht wird deshalb mit der doppelten Schallfrequenz moduliert.

Bei der realisierten Anordnung wurde in einem Quarzglaswürfel eine stehende Ultraschallwelle von 45 MHz erzeugt. Die Modulationsfrequenz war daher 90 MHz. Der Modulationsgrad war ca. 50% (bei 632 nm).

Dieser Modulator soll zum aktiven mode locking verwendet werden.



### 3. Standardgeräte und Bauelemente

#### 3.1. Hochspannungstechnik (J. Bäumlner)

Die Entwicklungsarbeiten an Hoch Q-Kondensatoren wurden fortgesetzt. Die im vergangenen Jahr mit  $Q = 300$  angegebene Güte konnte nicht eingehalten werden. Tatsächlich wurden nur Gütwerte von ca. 120 erreicht.

#### 3.2. Elektronik (H. Baumhacker, F. Hofmeister, H. Hohenöcker)

Die Arbeiten zur Ergänzung des Einschubprogramms für den Bildwandler EL 154 wurden fortgesetzt. Die Entwicklung des Einbildeinschubs bis zur Serienreife wurde abgeschlossen. Neben dem Prototyp wurden zwei komplette Bildwandler ausgeführt und die zugehörigen Betriebsanleitungen fertiggestellt (Abb. 18).

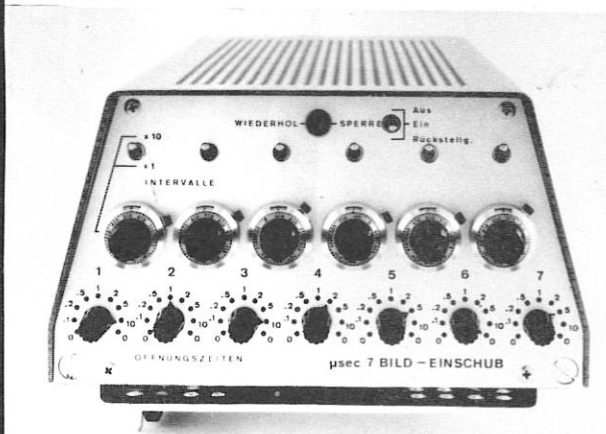
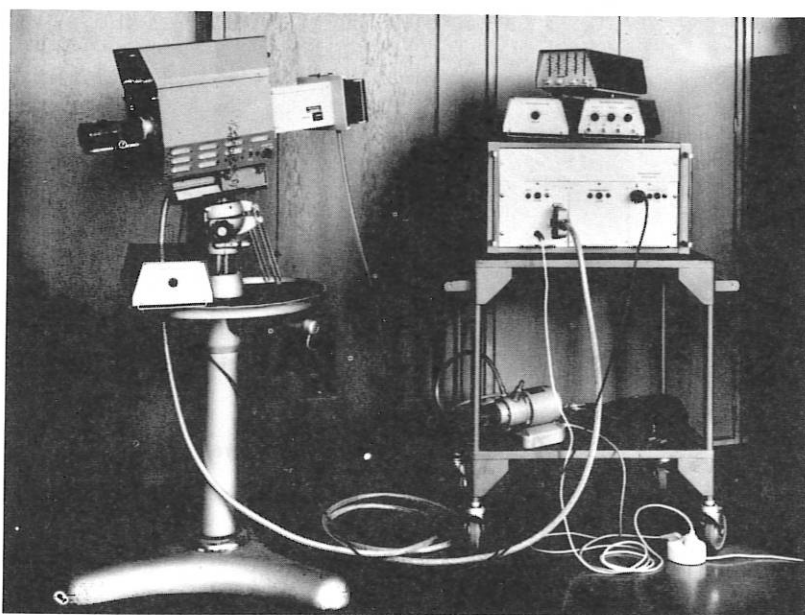


Abb. 18 Bildwandler EL 154

Außerdem wurden einige Geräte, beispielsweise zur Temperaturregelung und Drehzahlregelung entwickelt, die bei ausreichendem Bedarf später in unser Seriengeräteprogramm übernommen werden können.

#### 3.3. Lasertechnik

##### 3.3.1. Rubinlaser für Plasmaerzeugung und -diagnostik (H. Baumhacker, K. Maischberger)

Für Zwecke der Plasmaerzeugung, Plasmadiagnostik, Triggerung von Funkenstrecken und Erzeugung von Elektronen durch Laserstrahlung wurden folgende Rubinlasersysteme gebaut und ausgeliefert:

- 3 Stück zweistufig mit Pockels- bzw. Kerrzellen-Q-Switch, Ausgangsleistung  $> 600$  MW;
- 1 Stück einstufig mit Pockelszellen-Q-Switch, Ausgangsleistung 300 MW;
- 2 Stück einstufig mit passivem Q-Switch (Absorptionsschalter), Ausgangsleistung  $> 150$  MW.

### 3.3.2. Laserspiegel (H. Högelsperger)

Für die Herstellung von absorptionsfreien Vielfach-Interferenzschichten durch Aufdampfen im Hochvakuum wurden geeignete Arbeitsverfahren entwickelt. Diese Schichtsysteme finden als hoch- oder teilreflektierende Spiegelbeläge spez. in der Lasertechnik Verwendung und können für alle üblichen Laserfrequenzen ausgelegt werden.

Die maximal erreichbaren Reflexionswerte liegen bei  $R < 99,7\%$ .

Die Schichtsysteme sind aus einzelnen  $\lambda/4$  Schichten mit abwechselnd hoher und niedriger Brechzahl aufgebaut, wobei die erste und letzte hochbrechende Schicht noch jeweils durch eine niedrigbrechende  $\lambda/2$  Schicht begrenzt ist. Die obere  $\lambda/2$  Schicht hat die Aufgabe, die erste wirksame Grenzfläche zu schützen, während die  $\lambda/2$  Unterschicht evtl. vorhandene Störungen in der Substratoberfläche ausschalten soll.

Bisher wurden Spiegelbeläge aus den Stoffkombinationen

Zinksulfid ZnS - Kryolith  $\text{Na}_3\text{AlF}_6$   
Zinksulfid ZnS - Magnesiumfluorid  $\text{MgF}_2$  und  
Zinksulfid ZnS - Thoriumfluorid  $\text{ThF}_4$   
hergestellt.

Die Beläge unterscheiden sich hinsichtlich Härte und chemischer Beständigkeit. Während Beläge der Kombination ZnS -  $\text{Na}_3\text{AlF}_6$  relativ weich und wegen der Wasserlöslichkeit des Kryolith chemisch wenig beständig sind, weisen solche der Kombination ZnS -  $\text{MgF}_2$  eine gute chemische und mechanische Beständigkeit auf. Die größte Härte und beste chemische Beständigkeit besitzen Beläge der Kombination ZnS -  $\text{ThF}_4$ .

Über die maximale Belastbarkeit der verschiedenen Schichtkombinationen im Laserbetrieb liegen noch keine Werte vor. Belastungen von  $3 \text{ MW/cm}^2$  hielten alle Kombinationen gleichermaßen stand.

Abb. 19 zeigt die Meßwerte für den spektralen Reflexionsverlauf eines hochreflektierenden und mehrerer teilreflektierender Neodym-Laserspiegel für senkrechten Lichteinfall.

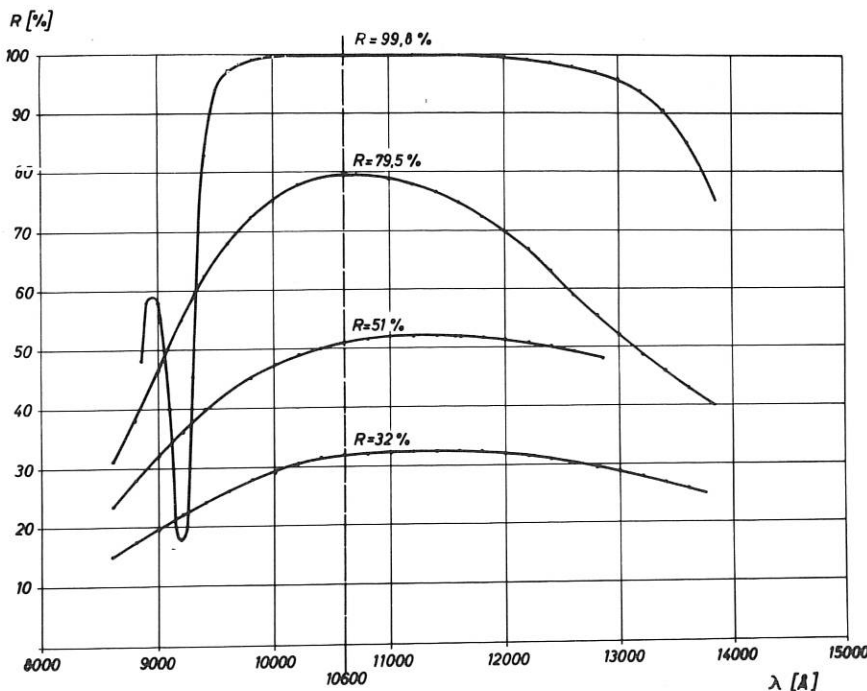


Abb. 19 Reflexion (bei senkrechtem Einfall) in Abhängigkeit von der Wellenlänge für verschiedene Laserspiegel

3.3.3. Rechteckpuls-Generator zur Ansteuerung einer Kerrzelle  
(E. v. Mark, H. Wedler)

Für die schnelle Ansteuerung von Kerrzellen wurde ein Pulssystem mit folgenden Daten entwickelt:

Wellenwiderstand	$Z = 25 \Omega$
Pulshöhe	$U = 30 \text{ kV}$
Pulslänge	$t = 120 \text{ nsec}$
Pulsanstieg (gemessen bei angeschlossener Kerrzelle)	$t_A = 3 \text{ nsec}$
Welligkeit	$= 5\%$

3.3.4. Hochspannungs-Verstärker  
(H. Baumhacker, F. Hofmeister)

Für die Längenregelung von Laser-Resonatoren mit Piezokristallen wurde ein Gleichspannungsverstärker für negative Ausgangsspannungen von 100 bis 2000 V entwickelt.

3.3.5. HF-Breitband-Leistungsverstärker  
(H. Baumhacker, F. Hofmeister)

Zur Erzeugung von akustischen Wellen in Quartzblöcken (für Modulation von Laserlicht) wurde ein HF-Leistungsverstärker mit einer Bandbreite von 0.2 bis 10 MHz entwickelt. Die maximale Ausgangsleistung von 10 W ist ausreichend für 100% Modulation des Laserlichts (siehe auch 2.6.3.).

#### 4. Sonstige Technische Arbeiten

##### 4.1. Konstruktion

##### 4.1.1. Konstruktion I

(E. Breit, N. Debudey, W. Ertl, G. Kaspar, M. Kluger, J. Leinthal, H. Müller, E. Tänzler, A. Wasner, G. Wulff, R. Zickert)

Es wurden insgesamt 18.314 Stunden geleistet. Davon wurden von den einzelnen Abteilungen folgende Zeiten in Anspruch genommen:

Abteilung	1	3	4
Stunden	1.607	6.839	3.868
% der Gesamtzeit	42	37	21

Besonders erwähnenswerte Arbeiten ergaben sich im Zusammenhang mit:

Umbau der Anlage Isar I von einem linearen auf einen toroidalen Verbraucher;  
Vorversuch 125 kV-Blumleinleitung; Nd-Laser Verstärker-Köpfe; 2-stufige Nd-Glaslaser; CO<sub>2</sub>-Laser; 50 kG-MHD-Sattelmagnet; Torc I; Impulsgenerator.

##### 4.1.2. Konstruktion II

(R. Allgeyer, R. Hadersbeck, A. Hasenmiller, S. Huber, F. Kerl, H. Kotzlowski, W. Melchior, P. Meyer, G. Mühlbauer)

Es wurden insgesamt 14.804 Stunden geleistet, die sich wie folgt auf die einzelnen Abteilungen verteilten:

Abteilung	2 x	4	relativ. Plasmen	Extrat.
Stunden	9.500	1.837	1.950	1.406
% der Gesamtzeit	64	13	13	10

<sup>x</sup> plus Abteilung Oberflächenphysik

##### 4.2. Elektronik

##### 4.2.1. Elektronischer Leistungspulser für Bogenexperiment

(G. Roos)

Es wurde ein Pulsgenerator mit folgenden Eigenschaften benötigt:

Pulsfolgefrequenz	= 300 Hz, triggerbar
Pulsdauer	0,1 - 10 ms, einstellbar
Anstiegs-, Abfallzeit	~ 0,5 $\mu$ s
Pulsstrom	0,1 - 20 A, einstellbar, lastunabhängig
Spannungsabfall an Last	0 - 150 V (abhängig vom Lastwiderstand)

Ferner sollte nach einstellbarer Pause von 0,5 - 10 ms ein kleiner Nachimpuls mit folgenden Daten erzeugt werden:

Pulsdauer	10 - 1000 $\mu$ s, einstellbar
Anstiegszeit	~ 0,5 $\mu$ s
Pulsstrom	= 1 A, lastunabhängig

Zur Lösung dieser Aufgabe wurde das Projekt in 3 Teilaufgaben zerlegt: Ein Transistorsteuerteil, bestehend aus einer Kette von 6 Monoflops, liefert die benötigten Zeiten für Pausen, Pulsdauer und Triggerung eines Impulszählers. Diese Zeitsteuerung arbeitet auf einem Zwischenverstärker, der die Steuerleistung für die Leistungsstufe aufzubringen hat, und der über eine einstellbare Spannungsbegrenzung ermöglicht, die Ausgangsströme für Haupt- und Nachimpulse getrennt einzustellen. Die Leistungsstufe besteht aus 21 parallel geschalteten Pentoden P1 509, die individuell stromgegengekoppelt sind, so daß die Impulsströme konstant sind und die Rückwirkung des Lastwiderstandes auf den Impulsstrom vernachlässigbar ist.

#### 4.2.2. Extrem brummfreie, stabilisierte Hochspannungsanlage für Ionenquelle (G. Roos)

Für eine konstante Ionenquelle muß u.a. die Beschleunigerspannung extrem brummfrei und möglichst stabil sein. Zu diesem Zweck wurden eine vorhandene Hochspannungsquelle (5 - 150 kV) und ein zusätzlich entwickelter elektronischer Regler (0 - 5 kV) in Reihe geschaltet. Der elektronische Regler gleicht Brummspannung und Kurzzeitschwankungen aus, so daß die Summe der Spannungen beider Spannungsquellen konstant ist. Ein Servosystem steuert den Regeltrafo der Hochspannungsquelle so, daß der elektronische Regler stets im optimalen Arbeitsbereich liegt. Damit werden langsame Änderungen und Lastschwankungen ausgeglichen, und man erhält Einknopf-Bedienung für die Hochspannungseinstellung. Durch Kompensation der restlichen Brummspannung und der Brummeinstreuung auf das Regelsystem wurden folgende Werte (bezogen auf Beschleunigerspannungen zwischen 100 und 150 kV) erreicht:

Brummspannung:  $25 \cdot 10^{-6}$   
Langsame Spannungsänderungen:  $< 10^{-3}$

#### 4.2.3. Stabilisierte Spannungsversorgung 1500 V (W. Melkus)

Mit einer Senderöhre RS 1002 A wurde ein Netzgerät für konstante Spannungen zwischen 0,5 V und 1500 V bei einem maximalen Strom von 100 mA gebaut. Die Spannung ist erdfrei und kann mit einem 15-Wendel-Potentiometer kontinuierlich eingestellt werden. Relative Spannungsänderungen sind kleiner als  $1 \cdot 10^{-4}$ . Eine Überlastung wird durch eine stetig zwischen 1 und 100 mA einstellbare Strombegrenzung verhindert.

#### 4.2.4. Klystron-Schutzschaltung (W. Melkus)

Ein Klystron wird bei Ausfall der Reflektorspannung beschädigt. Die Röhre kann geschützt werden, indem man den Elektronenstrahl unterbricht, falls die Reflektorspannung einen bestimmten Wert unterschreitet.

Es wurde eine Schaltung zur hochohmigen Überwachung der Reflektorspannung entwickelt. Sinkt die Spannung unter 100 V, wird ein Relais betätigt, das die Beschleunigerspannung des Klystrons abschaltet. Das Gerät ist bis 6 kV hochspannungsfest und benötigt zur Versorgung 6 bis 15 V.

#### 4.2.5. Elektronik-Service (F. v. Woyna)

Während des Jahres 1969 wurden insgesamt 734 elektronische Geräte gewartet und repariert. Weiterhin wurden 173 neu eingetroffene Geräte überprüft. Ersatzteilkosten und Arbeitszeit betragen DM 32.144,31, bzw. 4.056 Stunden.

Die Aufteilung der Kosten für die einzelnen Abteilungen ergibt sich aus folgender Übersicht:

Abt. 0	DM 866,84	Std. 265
Abt. 1	DM 8.067,74	Std. 981,5
Abt. 2	DM 8.595,88	Std. 997
Abt. 3	DM 6.293,87	Std. 629,5
Abt. 4	DM 5.526,89	Std. 661
Abt. 7	DM 1.369,58	Std. 375,5
Verwaltung	-	Std. 3,5
Extraterr.Phys. MPI	DM 1.398,41	Std. 143

#### 4.3. Galvanik und Chemie

(E. Hadyk, W. Hauptmann, J. Perchermeier, H. Spitzer, H. Weichselgartner)

##### 4.3.1. Allgemeine Aufträge

Für 551 abgeschlossene Aufträge wurden 3238 Stunden aufgewandt. Es handelte sich um

369 Fertigungsaufträge mit	2106 Stunden
161 Laufkarten an Galvanik mit	1019 Stunden
21 Entwicklungsaufträge mit	113 Stunden
(ohne Flüssigkeitslaser und Gaschromatographie)	

Eine durch Ausscheiden des Galvaniseurs notwendige Personalumgruppierung brachte uns in Terminschwierigkeiten, so daß erstmals nach Errichtung der neuen Galvanik wieder Aufträge extern vergeben werden mußten. Die stetige Zunahme von Eloxal- und Elektropolierarbeiten gerade an sperrigen Apparate teilen läßt eine Erweiterung der bestehenden Anlagen notwendig erscheinen. In zunehmendem Maße wird Cadmium, aus dem cyanidischen Bad abgeschieden, als Korrosionsschutz bei Gestellen, Rahmen, Gehäusen und dergleichen eingesetzt. Eine Vergrößerung des Cd-Bades wird ebenfalls erwogen.

##### 4.3.2. Sonderverfahren

Galvanoplastische Verfahren bzw. "Galvanoforming"

Serienherstellung von Hohlleiterübergangsteilen auf Al- oder V2A-Kernen ist nun nach Perfektionierung des Cu-Elektrolyten (siehe 4.3.3.) kein Problem mehr. Bereits im Vorjahr wurde mit Starkverkupferung (5 - 6 mm) ohne Zwischenbearbeitung von Stahlwinkeln begonnen. Erst nach optimaler Justierung von Stromlinienblenden und stufenweiser Anpassung der kathodischen Stromdichte konnte bei kontinuierlicher intensiver Elektrolyt-Feinstfiltration eine ca. 5 mm starke Cu-Auflage ohne Warzen- bzw. Wucherungsbildung erzielt werden.

Neu aufgenommen wurde ein Verfahren zur Fertigung kreisförmiger Cu-Kathoden mit Kühlkanälen. Der Fertigungsvorgang erfolgt in 3 Stufen: auf die plangedrehten Cu-Scheiben wird der Kühlkanal in Spezialwachs geformt, dann wird galvanisch Cu bis in Höhe des Kanals aufgetragen. Die Wachsobersseite wird dann el. leitfähig gemacht und über das Ganze nochmals 2-3 mm Cu galvanisch aufgebracht. Anschließend muß lediglich das Wachs herausgelöst werden.

##### Färbeverfahren

Die Verfahren zur Färbung von Magnesium nach "Dow" und "Alodine"-Norm wurden eingeführt. Für Spezialzwecke (opt. Systeme unter Weltraumbedingungen) wurde Mg auch mit Platinschwarzsichten gefärbt.

Verschiedenes in Stichworten

Versilberung von Pertinaxkugeln für Hochspannungsladegerät.

Versilbern von Wolfram und Molybdän-Gittern mit Maschenweiten von 0,4-0,6 mm. Stärke der Ag-Schicht 0,01 mm.

Verchromen von Mo-Drähten.

Elektrolytisches Entgraten von Kupferfolien für Hoch-Q-Kondensatoren.

#### 4.3.3. Entwicklung eines Hochleistungs-Kupferbades für galvanoplastische Verfahren

Für die unter 4.3.2. aufgeführten Zwecke wurde auf der Basis des wohlbekannten "Cupracid 66" (Schering) ein Hochleistungsbad mit extremer Streufähigkeit und stark einebnender Wirkung mit ca. 4 A/dm<sup>2</sup> Arbeitsstromdichte entwickelt. Um die Handhabung zu verbessern, muß die Überwachung, insbesondere Kontrolle der auftretenden Zersetzungsprodukte von Glanzzusätzen u.a., noch verbessert werden. Im einzelnen ist gedacht an Hullzelle, Photometrie, Gaschromatographie und Schichtdickenmessung mit dem "Dermitron".

#### 4.3.4. Gaschromatographie

Zur Reinheitskontrolle des beim Flüssigkeitslaser verwendeten Phosphoroxichlorids (POCl<sub>3</sub>) konnte der Gaschromatograph mit Erfolg eingesetzt werden.

Die Verbindung kann bei Normaldruck-Destillation nicht von Begleiterscheinungen befreit werden. Wie aus Vergleichs-Chromatogrammen mit "Suprapur"-Chemikalien (Merck) hervorgeht, sind die mittleren Fraktionen an der N<sub>2</sub>-Vakuumdestillation etwa 99,99%ig an POCl<sub>3</sub> zu gewinnen.

Die Heizdrähte des Wärmeleitfähigkeitsdetektors (WLD) und das Einspritzsystem des Gerätes werden von den korrodierenden Verbindungen stark angegriffen. Deshalb wurde ein separates Einspritzsystem mit Trägergasversorgung und Heizung aus Pyrexglas eingebaut. Ein Dosiersystem mit variabler Verdünnungsmöglichkeit (z.Zt. etwa 1 : 1000) ist fertiggestellt, aber noch nicht erprobt worden.

Künftig soll mit gaschromatographischen Methoden die Konzentration von Glanzzusätzen und deren Zersetzungsprodukten in galvanischen Bädern (siehe Punkt 4.3.3.) erfaßt werden.

#### 4.4. Vakuumtechnik / Technologie

(G. Dietz, H. Hügelsperger, R. Scherzer, A. Stimmelmayer, F. Zitzmann)

##### 4.4.1. Allgemeine Aufträge

Im Jahr 1969 wurden von insgesamt 447 eingegangenen Aufträgen 423 bearbeitet. Die dafür aufgewendeten Arbeitsstunden verteilen sich auf die einzelnen Kostenträger wie folgt:

Kostenträger	Vakuumtechnik Technologie	Glastechnik	Gesamtstunden	%
1	763,5	79	842,5	5,0
2	3116	824,5	3940,5	23,1
3	817	82	899	5,2
4	6457	1910	8367	49,1
5 + 8	465	65	530	3,2
7	578	119,5	697,5	4,1
9	857	339	1196	7,2
0A	255	312	567	3,2

Die Bereitstellung und Ausgabe von flüssigem Stickstoff sowie die erforderlichen Wartungsarbeiten an den Gasverflüssigungsanlagen nahmen 526 Stunden in Anspruch.

4.4.2. Hochelastischer Membranfederkörper  
(H. Hägelsperger)

Im Rahmen der vorbereitenden Arbeiten zum Experiment "Torus W VI" wurden hochelastische Federkörper entwickelt. Die Federkörper sollen als bewegliche Verbindungsglieder in einem von flüssigem Helium durchströmten Kraftübertragungssystem eingesetzt werden.

Daten:

Außendurchmesser	25 mm
Innendurchmesser	9 mm
Blechstärke	0,1 mm
Gesamtlänge im entspannten Zustand	80 mm
Hub mindestens	30 mm
Werkstoff	Rostfreier Edelstahl
Zulässige Undichtigkeit	$10^{-9}$ Torr 1/sec
Lebensdauer	$10^4$ volle Hübe

Die Federkörper bestehen aus einzelnen, mit entsprechenden Stanz- und Prägwerkzeugen hergestellten Membranblechen, die durch Schweißen miteinander verbunden sind. Das Schweißen erfolgt mittels einer dafür beschafften Mikroplasma-Schweißeinrichtung. Zuerst werden je zwei Membranbleche unterschiedlicher Prägung an ihrem Innendurchmesser verschweißt. Die so entstehenden Teile werden anschließend durch Verschweißen der Außendurchmesser zu Bälgen der gewünschten Länge zusammengesetzt und mit dickwandigen Endstücken versehen, die eine normale Schweiß- oder Lötverbindung mit anderen Bauteilen ermöglichen.

Für die Herstellung langer Bälge hat sich die Vorfertigung kurzer Stücke, die vor dem Zusammenetzen auf ihre Vakuumdichtheit geprüft werden, als zweckmäßig erwiesen.

Bei der Durchführung der Entwicklungsarbeiten hat sich gezeigt, daß die Erzielung einwandfreier Schweißnähte entscheidend von der Güte der verwendeten Schweißvorrichtung abhängt. Die wesentlichste Voraussetzung dabei ist, daß die Schweißvorrichtung neben der einwandfreien Fixierung der zu verschweißenden Teile, die gleichmäßige Ableitung der entstehenden Schweißwärme an jeder Stelle des Umfanges gewährleistet. Ist dies nicht der Fall, so kommt es durch örtlichen Wärmestau zur Bildung von Schweißperlen abwechselnd mit nicht geschweißten Stellen und somit zu einer hohen Ausschußquote.

Als Werkstoff für die Schweißvorrichtung hat sich eine Cu-Cr-Legierung wegen ihrer guten Wärmeleitfähigkeit bei gleichzeitig hoher Festigkeit bewährt. Abb. 20 zeigt einen derartigen Federkörper in der Ansicht sowie im Schnitt.

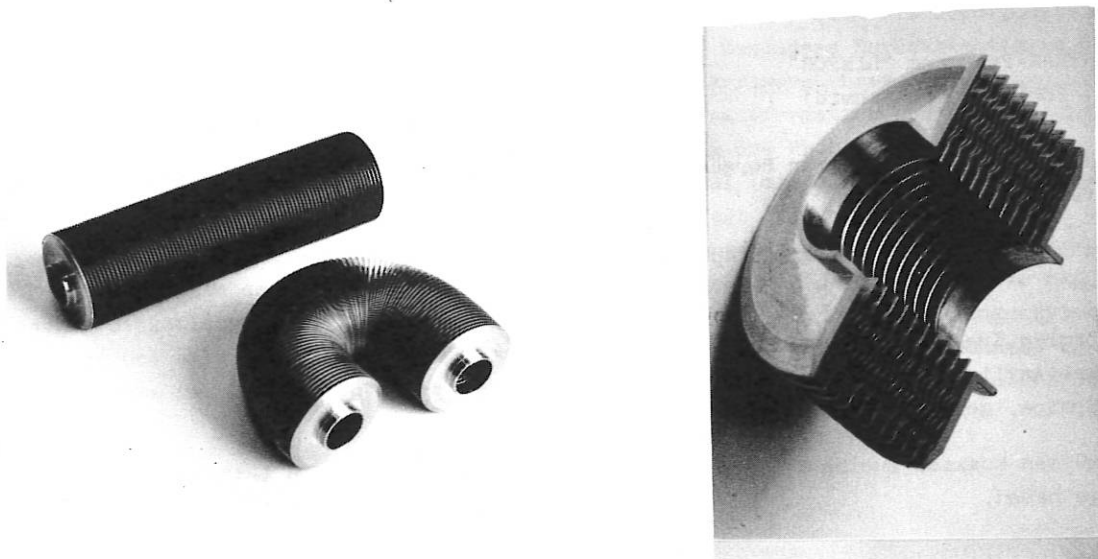


Abb. 20 Hochelastischer Membranfederkörper in Ansicht und Schnitt



4.5. Theoretische Elektrotechnik  
(R. Pöhlchen, H. Preis, C. Schmid)

Anlässlich der Inbetriebnahme der neuen Rechenmaschine IBM 360/91 und des CRBE-Systems wurden die in den letzten Jahren entwickelten Programme zur Berechnung von Feldstärken, Feldlinien, Induktivitäten und magnetischen Kräften erneut getestet und erforderlichenfalls geändert (insbesondere wurden ALGOL-Programme in FORTRAN umgeschrieben).

Für die meisten Programme wurden Benutzungs-Anweisungen verfaßt, um interessierten Benutzern eine selbständige Handhabung der Programme zu ermöglichen.

4.5.1. FORTRAN-Programm "TORUS"  
(R. Pöhlchen)

Zur Berechnung des Magnetfeldes torusförmig angeordneter, dickwandiger, kreiszylindrischer Spulen wurde ein Programm geschrieben. Torusförmig angeordnet heißt hier, daß die Spulenmittelpunkte auf einem Kreis - der Torusseule - liegen und daß die Spulenachsen Tangenten der Torusseule sind. Man erhält - beim gegenwärtigen Stand des Programmes - die Feldstärkekomponenten in der gesamten Ebene der Torusseule.

Das Hauptfeld (solenoidales Feld) für die Projekte W 7 und TOKAMAK ist mit Hilfe dieses Programms wiederholt berechnet worden, um Aufschluß über die Welligkeit des Feldes (ripple) bei unterschiedlicher Spulenzahl und verschiedenen Spulenabmessungen zu erhalten. Speziell für W 7 ist die Maximalfeldstärke, der die Supraleiter ausgesetzt sind, bestimmt worden. Das Programm ist weiter ein erster Schritt zu einer exakten Bestimmung der Kräfte und mechanischen Spannungen im Wicklungsvolumen der Spulen und der projektierten Stützkonstruktionen für torusförmige Spulenordnungen.

4.5.2. FORTRAN-Programm "KOSPHOS II"  
(R. Pöhlchen, C. Schmid)

Zur Berechnung des Feldes dicker, kreiszylindrischer Spulen wurde das FORTRAN-Programm "KOSPHOS II" erweitert:

- a) neben rechteckigen Wicklungsquerschnitten sind jetzt auch kreisförmige Querschnitte berechenbar (in koaxialen Systemen dürfen gleichzeitig beide Querschnittsformen auftreten);
- b) eine in beliebiger Form vom Radius abhängige Stromdichte kann jetzt auch punktweise (Meßpunkte; Plasmastrom) eingelesen werden.

4.5.3. FORTRAN-Programm "LINFOR"  
(R. Pöhlchen, C. Schmid)

Das FORTRAN-Programm "LINFOR" zur Berechnung und maschinellen Zeichnung von Magnet-Feldlinien wurde ebenfalls erweitert.

Als felderzeugende Bauelemente eines Spulensystems können jetzt in beliebiger Kombination eingelesen werden:

- a) linienförmige Kreisströme,
- b) dicke, kreiszylindrische Spulen,
- c) linienförmige, gerade Leiterstücke.

a) und b) müssen koaxial zueinander liegen, die linienförmigen, geraden Leiterstücke dürfen beliebige Lage haben.

4.5.4. Untersuchungen über die Erzeugung von homogenen Magnetfeldern in langgestreckten zylindrischen Volumina  
(R. Pöhlchen)

In der MHD-Technik, zur Ablenkung von Teilchen und für Wanderwellen-Maser werden homogene Magnetfelder in langgestreckten zylindrischen Volumina benötigt. Es wurde ein Programm entwickelt, um bei vorgegebener Feldstärke und Homogenität des Feldes die erforderlichen Stromkreisfigurationen zu berechnen:

- a) für normalleitende Wicklungen (Optimierung der Spulengeometrie, um bestimmtes Feld mit minimaler Leistung zu erzielen);
- b) für supraleitende Wicklungen (um bestimmtes Feld mit Minimum an supraleitendem Material zu erzielen).

Angesichts der komplizierten Form wurden, für die Berechnung von Feldstärke und Kräften, die massiven Wicklungen durch eine hinreichende Zahl gerader, linienförmiger Leiterstücke ersetzt (räumliche Polygone).

4.5.5. Beschreibung der Übergangsfunktion  $i(t)$  eines nichtlinearen Schwingkreises  
(H. Preis)

Bei der Kondensatorentladung in einem Serienschwingkreis wurde die eingebaute Funkenstrecke durch einen zeitabhängigen Widerstand  $Z(t)$  charakterisiert. Die dadurch entstehende nichtlineare Schwingungs-Dgl. für  $i(t)$  konnte durch Potenzreihenansatz gelöst werden, unter der Voraussetzung, daß  $Z(t)$  ebenfalls in eine Potenzreihe entwickelbar ist.

4.5.6. Ausbreitung elektromagnetischer Wellen zwischen zwei planparallelen Platten  
(H. Preis)

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen zwischen zwei planparallelen Platten wurde theoretisch untersucht. Ausgehend von den Maxwell'schen Gleichungen konnten - unter Berücksichtigung vorgegebener Rand- und Anfangsbedingungen - geschlossene Lösungen des Problems gefunden werden.

4.5.7. Bestimmung der Feldkonfiguration in einem impulserregten zylindrischen Hohlraumresonator  
(H. Preis)

Die elektromagnetische Feldverteilung in einem Hohlraumresonator wurde mit Hilfe der Green'schen Funktion aus der inhomogenen Wellengleichung gewonnen. Sie ergab sich als Superposition von unendlich vielen stehenden Wellen verschiedener Frequenzen. Besondere Berücksichtigung fand dabei das Einschwingverhalten des Feldes nach Einschaltung des Erregerstromes, dessen zeitliches Verhalten beliebig sein kann. Unter Verwendung der Laplace-Transformation und des Faltungsintegrals ließ sich der Einschwingvorgang aus der stationären Lösung des Problems ermitteln. Es wird dabei angenommen, daß der Erregerstrom in einem sehr dünnen Kanal (mit einem Durchmesser  $d \rightarrow 0$ ) innerhalb des Resonators und parallel zu dessen Längsachse fließt (technisch realisierbar z.B. durch eine Kondensatorentladung über eine Funkenstrecke). Die angeregten Moden, die mit den verschiedenen Eigenfrequenzen des Systems schwingen, wurden hinsichtlich der Lage und der Anzahl der Erregungsorte diskutiert. Dabei konnte festgestellt werden, daß für jeden Schwingungstyp eine günstigste Lage und eine optimale Anzahl der Erregerantennen in dem Hohlraumresonator existiert. Dieses Erkenntnis ist für die Optimierung der Leistungsaufnahme einer bestimmten Mode von Bedeutung.

#### 4.6. Verschiedenes

##### 4.6.1. Akustische Meßtechnik (J. Mantel)

Im IPP entstanden im Laufe der Zeit akustische Probleme. Zu deren Lösung wurden zunächst geeignete Meßgeräte angeschafft, bzw. entwickelt. Einige damit zusammenhängende Probleme werden im folgenden aufgezählt:

- |                               |   |
|-------------------------------|---|
| Luftschall                    | <ol style="list-style-type: none"><li>1 Messung und Beurteilung des Lärms von Maschinen</li><li>2 Bau-akustische Probleme: Die Messung, Beurteilung und Projektierung eines ausreichenden Schallschutzes bei Wänden und Kabinen</li><li>3 Reduzierung des Knalls von Funkenstrecken, insbesondere der störenden Spektrum-Komponenten.</li></ol>   |
| Körperschall<br>und Vibration | <ol style="list-style-type: none"><li>4 Messung der mechanischen Impulsbelastung an Konstruktionsteilen von Kondensatorbatterien (ein optisches Vibrationsmeßgerät, das die Messung aus der Ferne (ohne Beeinflussung der Meßapparatur durch die starken Magnetfelder) gestattet, ist im Bau)</li><li>5 Messung der Schwingungen von Maschinen, die entweder<ol style="list-style-type: none"><li>a) die Umgebung stören, oder</li><li>b) die Meßgenauigkeit von Experimenten beeinträchtigen</li></ol></li><li>6 Messung des Frequenz-Spektrums, der Resonanzkurven und des Schockverhaltens elektrischer Maschinen, beispielsweise um zu unterscheiden, ob der vorhandene Stoßgenerator bei höherer Drehzahl betrieben werden kann.</li></ol> |

Die entsprechenden Meßgeräte, die in einen geschirmten, beweglichen Meßplatz eingebaut sind, umfassen: ein Hochpegel-Mikrophon, piezoelektrische und piezoresistive Beschleunigungsaufnehmer sowie Verstärker und Zubehör. Geräte, die für die Analyse des Signals bestimmt sind (Spektrum-Analysator, Phasen-Meßgerät, variable Filter), sowie diverse Anzeigegeräte (Oszillograph, X-Y-Schreiber, HF-Analog- und Digital-Voltmeter) sind vorhanden.

##### 4.6.2. Czochralski - Kristall - Zieheinrichtung (G. Kaspar, A. Knobloch)

Zur Züchtung von Einkristallen für die Laseranwendung wurde eine Ziehanlage mit induktiv beheiztem Tiegel unter Verwendung des vorhandenen 10 kHz-Umformersatzes gebaut.

##### 4.6.3. Numerisches Rechnen: Anwenderprogramm (G. Nützel)

Anlässlich der Einführung von Rechnerkonsolen wurde ein Kurs über das CRBE-System mit besonderer Ausrichtung auf die Benutzung des IBM-Netzwerkprogramms ECAP durchgeführt. ECAP ermöglicht bekanntlich die Analyse elektrischer Netzwerke mit diskreten Elementen. Als Eingabedaten sind die einzelnen Elemente und ihre Anordnungsbeziehungen sowie Angaben über Frequenz, bzw. Rechendauer in Netzwerkeinheiten, erforderlich. Als Lösungswege können DC-, AC- oder Transient-Analysen gewählt werden.

Passive Grundelemente (Widerstände, Induktivitäten, Kondensatoren usw.) können direkt eingelesen werden, während für aktive Bauelemente (Röhren, Transistoren usw.) zunächst deren Ersatzschaltbilder gebildet werden müssen, deren Werte dann ins Programm eingegeben werden. Ausgabe-größen sind Spannungen und Ströme an beliebigen Punkten des Netzwerkes.

Da der Programmteil Transient-Solution von besonderem Interesse für die gestellten Aufgaben war, und die Form der Datenausgabe umständlich und für die Auswertung sehr zeitraubend war, wurden folgende Änderungen am Programm durchgeführt:

1. Einfügen der Anweisung PLOT, die eine Speicherung der sequentiell anfallenden Daten, deren Sortierung und die Festlegung der Maßstäbe für die nachfolgende Kurvenausgabe bewirkt. Gleichzeitig werden die Minimal-Maximalwerte der Kurven ermittelt.
2. Festlegung der Anweisung 2 USER für den Kurvenausdruck am Schnelldrucker.
3. Festlegung der Anweisung 3 USER für die Kurvenausgabe am Plotter

Das Programm ist über das im Institut errichtete Terminalsystem abrufbar. Genauere Ausweisungen sind im File "gun. info" zu finden. Ein Manual ist in Arbeit.

#### 4.6.4. Analogtechnik (G. Herppich, G. Nützel, J. Mantel, F. Werner)

Bei der technischen Klärung der Projekte Isar I toroidal, Isar II toroidal, 500 kV -  $\theta$  - Pinch wurden wie bisher Niederspannungs-Analogmodelle eingesetzt. Das im Vorjahresbericht erwähnte neue Ablastsystem zum elektrolytischen Trog wurde fertiggestellt. Eine Beschreibung des Systems findet sich im IPP-Bericht 4/74.

#### 4.6.5. Netzplantechnik für MHD-Projekt (J.D. Becker)

Zur Planung und Ausführungsüberwachung umfangreicher Entwicklungen wurde ein Computer-Programm zur Berechnung modifizierter MPM-Netzpläne entwickelt (IPP-Bericht 4/64).

Mit Hilfe dieser Planungsmethode wurde im Verlauf des Jahres in Zusammenarbeit mit Abt. 3 die Planung und Kontrolle des MHD-Projektes (siehe Bericht Abt. 3) durchgeführt.

#### 4.6.6. Gemeinschaftsaufgaben (J. Mantel, W. Melkus)

Der Plasma-Physics-Technology Index, zusammengestellt im IPP und herausgegeben von der Zentralstelle für Atomenergie-Dokumentation Karlsruhe, umfaßt im Jahr 1969 insgesamt 2385 Arbeiten. Er wird ab 1970 unter dem Titel "Technology Index for Plasma Physics Research and Fusion Reactors" weitergeführt.

5. Zentralwerkstätten

5.1. Mechanische Werkstätten

5.1.1. Maschinenpark

Vorhandene Engpässe auf dem Gebiet der spanabhebenden Fertigung forderten auch im Jahr 1969 eine erneute Erweiterung unseres Maschinenparks. Die Einrichtung der einzelnen Werkstätten wurde durch folgende Werkzeugmaschinen ergänzt:

- Mechanik: 1 Universal-Werkzeugfräsmaschine FP3L  
 1 Universal-Werkzeugfräsmaschine FP1  
 1 Feinborkopf für Fräsmaschine FP33
- Feinmechanik: 1 "Sauter"-Hydrokopiereinrichtung für Atlas-Hobler =8
- Schlosserei: 1 Brennschneidmaschine "Zinser Schablonette I"
- Schreinerei: 1 Schwenkkreissägemaschine "Kölle KS 41"  
 1 "Holz-Her"-Vorschubapparat Nr. 117  
 1 Fahrbares Absaugegerät "Spänex" Uni 55

5.1.2. Personal

Stand	31.12.1968	104
Zugänge		15
Abgänge		11
Versetzungen		2
Beschäftigte	31.12.1969	106

Belegschaftsstärke der einzelnen Werkstätten am 31.12.1969:

Mechanik	30	Schreinerei	8
Feinmechanik	14	Lehrwerkstatt	20
Schlosserei u. Schweißerei	14	Werkstattbüro	1
Kunststoffwerkstatt	3	Arbeitsvorbereitung	8
Werkzeuglager u. Helfer	6	Revision	2
			<u>106</u>

5.1.3. Jahresbericht der geleisteten Stunden  
 (Mechanische Werkstätte und Schreinerei)

Gesamtstunden: 84.403

Abt.	1	2	3	4/5	6/7	Extrat. Phys.	Sonstige
Soll %	27%	24%	24%	14%	2%	9%	--
Soll Std.	22789	20257	20257	11816	1688	7596	-
Ist Std.	11898	16191	15298	19910	1844	8564	10698
Ist %	14%	19%	18%	24%	2%	10%	13%

5.1.4. Erwähnenswerte Arbeiten

Mach-Zehnder-Interferometer  
aus nichtmagnetischem Material  
(Dr. Klingenberg/H. Zimmermann)

(Aufwand ca. 6637 Arbeitsstunden)

UV-Test- und Kalibrierungsanlage  
(Dr. Boldt/H. Stephan)

(Aufwand ca. 1600 Arbeitsstunden)

Multipliierttransport mit Getriebe  
(Dr. Labuhn)

(Aufwand ca. 889 Arbeitsstunden)

Laserkopf 4. Stufe  
(H. Baumhacker) - siehe Abb. 21

(Aufwand ca. 260 Arbeitsstunden)

Fertigung einer Spezialvorrichtung und  
Einfräsen von reflexionshemmenden Rillen  
(Dr. Grieger) - siehe Abb. 22

(Aufwand ca. 727 Arbeitsstunden)

Prototypstrukturteil einer Centaurrakete  
(Dr. Haser) - siehe Abb. 23

(Aufwand ca. 926 Arbeitsstunden)

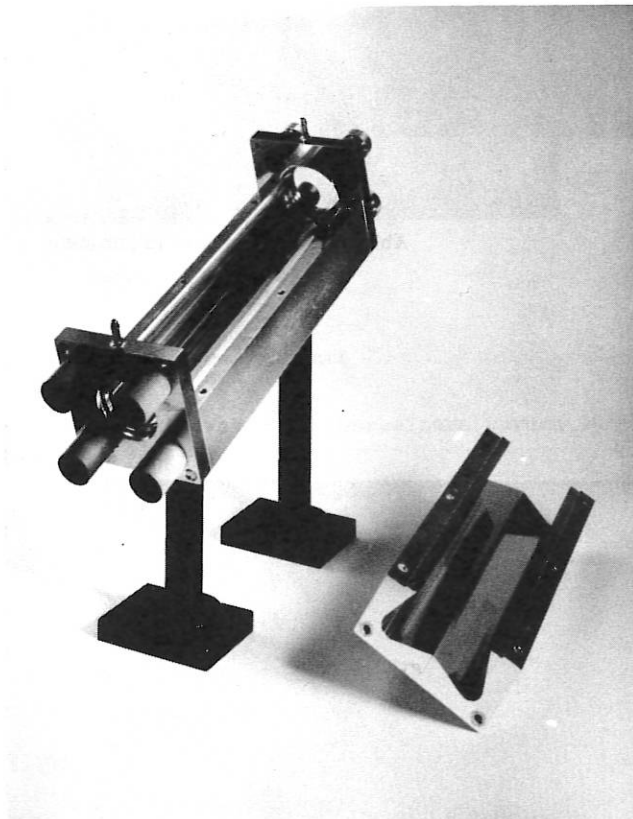


Abb. 21 Laserkopf 4. Stufe

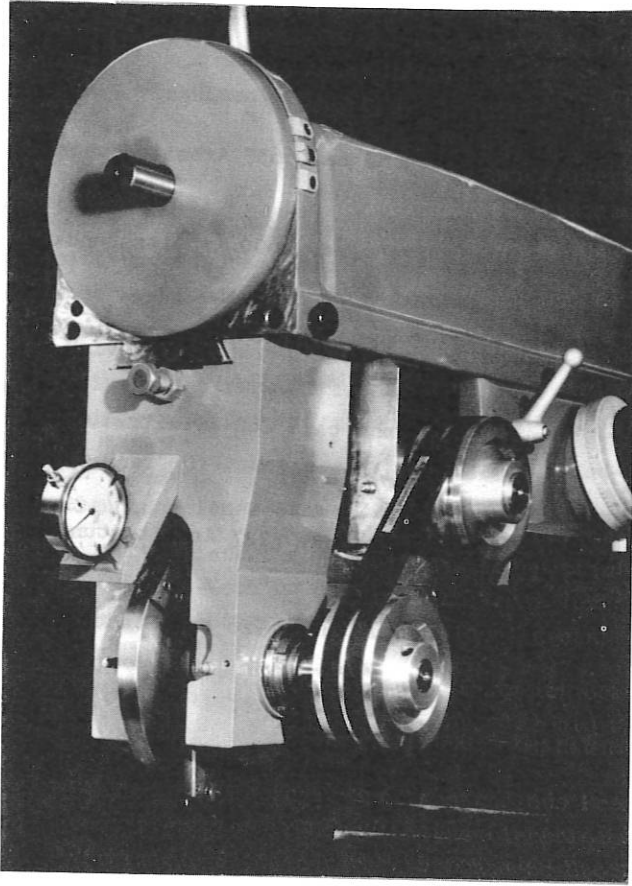
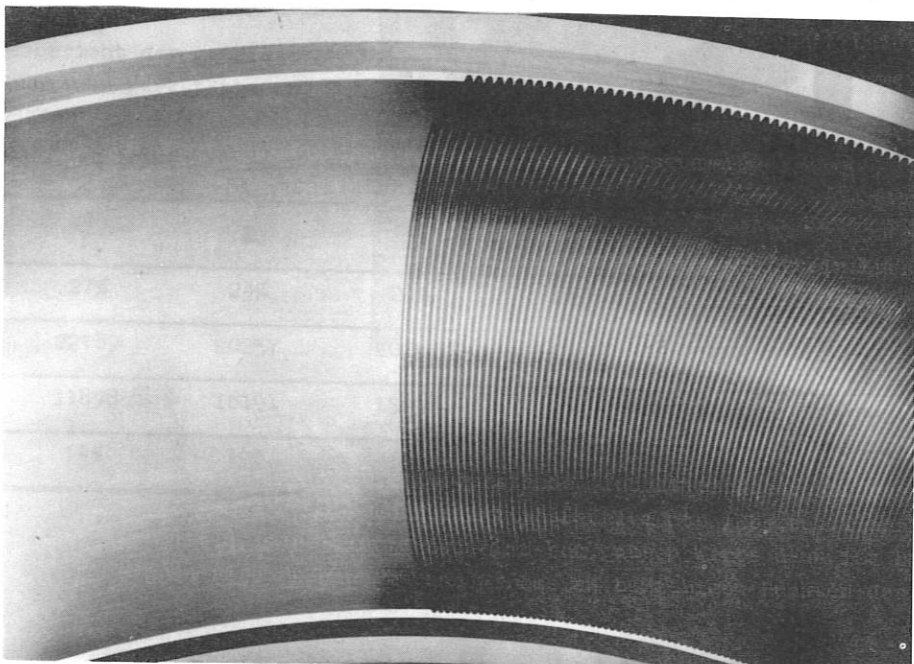


Abb. 22 Spezialvorrichtung zum Einfräsen  
von reflexionsmindernden Rillen



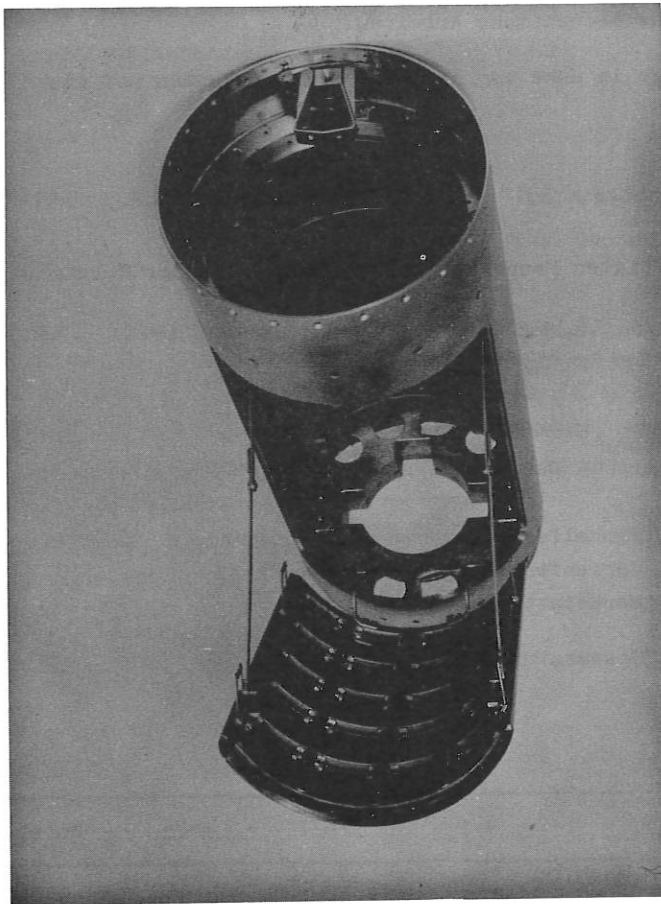


Abb. 23 Prototypstrukturteil einer Centaurerakete

### 5.2. Zentrale Elektrowerkstatt

Bei einer Belegschaft von 10 Facharbeitern wurden 1969 14.687,5 Arbeitsstunden geleistet. Diese teilen sich wie folgt auf:

Abteilung	1	2	3	4	5-7	Extrat.	Sonstige
Stunden	2.624,5	2.459,0	1.730,0	4.057,0	209,5	2.784,0	823,5
entspricht	17,9%	16,7%	11,8%	27,6%	1,4%	19,0%	5,6%

Im Jahre 1969 wurden 191 Aufträge bearbeitet bzw. abgeschlossen.

Folgende Geräte wurden u.a. erstellt:

- Hochspannungs-Lade- und Netzgeräte bis 200 kV,
- Hochspannungsschalter und Kurzschließer,
- Laserbatterien, regelbare Wasserwiderstände für Meßzwecke,
- Steuer- und Regelgeräte für Gleichrichteranlagen, Hochspannungsgeräte und -anlagen, Sondenmaschinen, Magnetrons, Vakuumöfen,
- Niederspannungsnetzgeräte und Verteilungen für Experimente, Impuls- und Meßgeräte, Bogenlampen.



Sonstiges: Elektrische Installationen, Reparaturen, Meßgeräte, Netz- und Hochspannungs-  
transformatoren bis 30 kV, Impuls- und Triggergeräte, Meß-Impuls- u. Steuer-  
kabel, diverse Spulen, verschiedene mechanische Arbeiten.

Mit Abschluß des Jahres 1969 wurden 33 Aufträge in Höhe von ca. 6820 Arbeitsstunden auf das  
Jahr 1970 übertragen.

### 5.3. Zentrale Elektronikwerkstatt

Die starke Fluktuation in der Zahl der beschäftigten Facharbeiter kann aus folgender Zusammen-  
stellung ersehen werden:

Anzahl der beschäftigten Facharbeiter:	Januar	-	Februar	9
	März			10
	April	-	Mai	9
	Juni	-	August	8
	September			7
	Oktober	-	Dezember	6

Jahresbilanz der geleisteten Arbeitsstunden:	Einzelfertigung	8.987
	Serienfertigung	2.606
	Werkstattarbeit	146
	Gesamtstunden	11.739

Davon entfallen auf die einzelnen Abteilungen:

Abteilung	1	2	3	4	5/6/7	Extr.	Sonst.
geleistete Stunden	437,5	2048,5	509,0	4989,0	2783,5	608,0	363,5
vorgesehener Kapazitätsanteil	27%	24%	24%	14%	2%	9%	-
beanspruchte Kapazität	3,7%	17,5%	4,3%	42,5%	23,7%	5,2%	3,1%

1969 wurden insgesamt 233 Aufträge bearbeitet, bzw. abgeschlossen.

Die Fertigung von gedruckten Schaltungen (zeichnen, kleben, umkopieren, ätzen, lötlacken, bohren  
und verzinnen) wurde weiter ausgebaut, daß bei 88 eingegangenen Aufträgen 770 Platinen gefertigt  
werden konnten. Außerdem wurde eine große Stückzahl von Frontplatten nach selbst hergestellten  
photographischen Unterlagen geätzt und lackiert.

Für verschiedene Seriengeräte wurden Zeichnungen und Bauvorschriften erstellt.

Bis zur Auflösung und Übernahme des Fertigerätelagers durch das Elektro-Bauteile-Lager am  
3.7.69 wurden 112 Seriengeräte ausgeliefert.

In Einzel fertigung wurden außerdem hergestellt und geprüft:

Meß- und Prüfgeräte, Heizstromversorgungen (60 A, 80 A), Neubau und Umrüstung von stabilisierten  
Netzgeräten aller Art bis 5000 W, ZF-, NF-Verstärker, HF-Breitbandverstärker, Emissionsstromkon-  
stanter, Elektronik für Mikrostrahlsonde, Transformatoren bis zur Größe EI 195 c mit Norm- und  
PM-Kernen, Spannungsüberwachungseinrichtung, Zusammenstellung und Prüfung von Laserbatterien,  
Laser-Energiemeßgerät, Quotienten-Photometer, Timer, Diverse Filter, 150 kV-Stabilisierung,  
diverse mechanische Arbeiten.

Veröffentlichungen

- /1/ H. Weichselgartner "Präparation laseraktiver Flüssigkeiten"  
Z. f. Naturforschung, Heft 10, Oktober 1969
- /2/ K.H. Schmitter "Bericht über die IEE Conference on Laser  
Engineering and Applications in Washington  
vom 26. - 28. Mai 1969"  
'LASER', Heft 3/1969

GESCHÄFTSFÜHRUNG UND VERWALTUNG  
=====

Das Geschäftsjahr umfaßt die Zeit vom 1. Januar bis 31. Dezember 1969.

I. Organisatorischer Aufbau der Institut für Plasmaphysik GmbH

1.) Gesellschafter

MAX-PLANCK-GESELLSCHAFT zur Förderung der Wissenschaften e.V., Göttingen/München  
Professor Dr. phil. Werner HEISENBERG, München

2.) Verwaltungsrat

Professor Dr.-Ing. Siegfried BALKE, Bundesminister a.D., München  
- Vorsitzter -  
Professor Dr. phil. Adolf BUTENANDT, Präsident der Max-Planck-Gesellschaft  
zur Förderung der Wissenschaften e.V., München  
- stellv.Vorsitzter -  
Dr. Klaus DOHRN, Geschäftsinhaber der Berliner Handelsgesellschaft, Frankfurt  
Dr. Johannes von ELMENAU, Ministerialdirigent im Bayerischen Staatsministerium  
für Unterricht und Kultus, München  
Hans Adolf GIESEN, Ministerialdirigent im Finanzministerium des Landes  
Nordrhein-Westfalen, Düsseldorf  
Professor Dr. Werner HEISENBERG, Geschäftsführender Direktor des  
Max-Planck-Instituts für Physik und Astrophysik, München  
Professor Dr. Joachim PRETSCH, Ministerialdirektor im Bundesministerium für  
Bildung und Wissenschaft, Bonn  
Dr. Max SCHEIDWIMMER, Ministerialdirigent im Bundesministerium für Bildung  
und Wissenschaft, Bonn  
Dr. Ernst TELSCHOW, Ehrensator der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung  
der Wissenschaften e.V., Göttingen  
Professor Dr. Karl WINNACKER, Vorsitzender des Aufsichtsrates der Farbwerke  
Höchst AG, Frankfurt

3.) Wissenschaftliche Leitung

Professor Dr. Arnulf SCHLÜTER, Vorsitzter und wissenschaftlicher Direktor  
Professor Dr. Ewald FÜNFER, stellvertretender Vorsitzter  
Dr. Gerhard von GIERKE  
Privat-Dozent Dr. Dieter PFIRSCH  
Dipl.-Ing. Karl-Heinz SCHMITTER  
Professor Dr. Rudolf WIENECKE (bis 6.10.1969)

4.) Geschäftsführung

Professor Dr.rer.nat. Arnulf SCHLÜTER,  
wissenschaftlicher und technischer Geschäftsführungsbereich  
Dr. jur. Ernst-Joachim MEUSEL  
kaufmännischer und administrativer Geschäftsführungsbereich

5.) Organisatorische Entwicklung

Die organisatorische Struktur des Instituts (Abb.1, 2, 3) hat sich in die-  
sem Berichtsjahr wie folgt verändert:

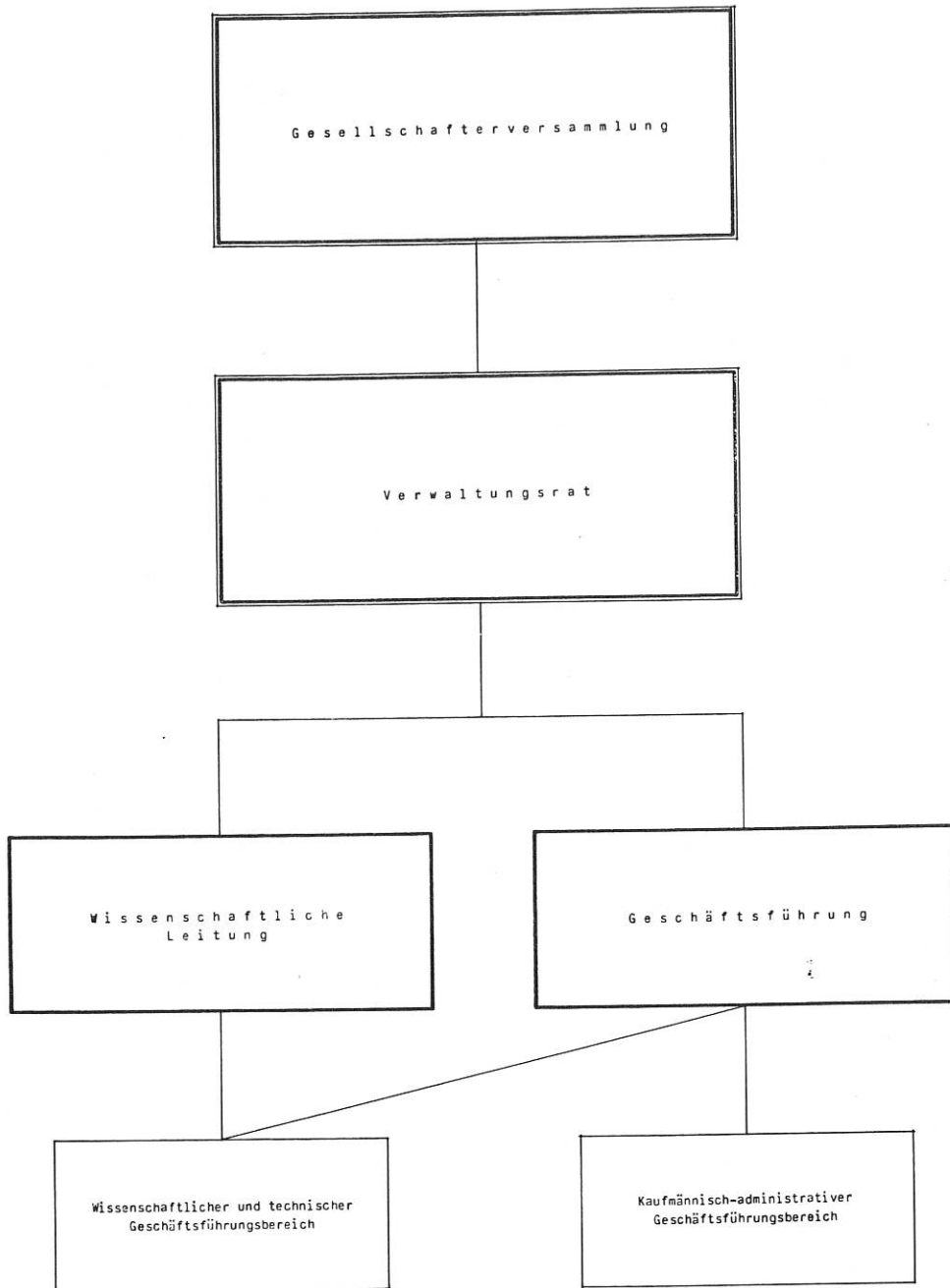


Abb. 1 Organisatorischer Aufbau des Institutes

Wissenschaftlicher und technischer  
Geschäftsbereich

Sekretariat

**Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 1**  
Direktor:  
Prof. Dr. E. FÜNFER

Erzeugung von Plasmen hoher Dichte und Temperatur durch schnelle Kompression

a) Lineare Konfigurationen (Theta-Pinch)

b) Toroidale Konfigurationen (M + S, schneller Steilrator und Hexapol-felder) Stabilität, Endverlustentwicklung u. Verbesserung von Meßmethoden.

(Kostenstelle 10)

**Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 2**  
Direktor:  
Dr. G. von GIERKE

Toroidale Einschließung bei niederem  $\beta$ , insbesondere in Stellarator- und Multipol-geometrie thermische Plasmen; insbesondere Kontaktionsstrahlungs-Plasmen, Erzeugung von Plasmen durch Hochfrequenz.

(Kostenstelle 20)

**Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 3**  
Kommissarische Leitung:  
Dr. S. WITKOWSKI

Stationäre Hochdruckplasmen, Bogen im Magnetfeld, Eri-ur, Torc, Wellen im Plasma.

(Kostenstelle 30)

**Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 4**  
Leiter:  
Dr. S. WITKOWSKI

Erdgas MHD-Generatoren, Kurzzeit MHD-Generator, Wechselwirkung Stoßwellen - Magnetfeld, Plasmeerzeugung durch Laserstrahlung

(Kostenstelle 30)

**Abteilung Oberflächenphysik**  
Leiter:  
Priv.-Doz. Dr. BLAUTH

Ionenstreuung an Oberflächen (100 eV - 150 keV), Oberflächenuntersuchung mit Ionen u. Elektronen (Mikrostrahlensonden), Feldemission, Elektronenspektroskopie und ESCA, Plasma-Wand-Wechselwirkung.

(Kostenstelle 70)

**Abteilung Relativistische Plasmen**  
Direktor:  
Prof. Dr. A. SCHLÜTER

Herstellung, Kompression und Extraktion von Ringen aus relativistischen Elektronen, Beladung mit Ionen, Untersuchung von Ionen-Ringen, Elektronen-fission unter Laser-Beschub.

(Kostenstelle 00)

**Abteilung Theorie**  
Direktor:  
Priv.-Doz. Dr. P. FIRSCH

Mikroinstabilitäten, kinetische Gleichungen, Magnetohydrodynamik, Wellen und Schwingungen im Plasma, Plasmasimulation, Magnetfeldberechnungen, Auswertung von Meßergebnissen.

(Kostenstelle 60)

**Abteilung Technik**  
Direktor:  
Dipl.-Ing. K.-H. SCHWITTER

a) Technische Probleme der experimentellen Plasmaphysik, insbesondere auf den Gebieten: Hochspannungstechnik, Magnetfeldtechnik, Vakuumtechnik, Elektronik und Maschinenbau.

b) Technologie des Fusionsreaktors

(Kostenstelle 40)

**Elektronische Datenverarbeitung**  
Leiter:  
Prof. Dr. A. SCHLÜTER

Betrieb der Rechananlage IBM 360/91, Systemprogrammierung.

(Kostenstelle 65)

**Bibliothek**

**Dokumentation**

**Bildstelle/Druckerei**

**Zentralwerkstätten**  
Leiter:  
Dipl.-Ing. K.-H. SCHWITTER

Mechanische Werkstatt, feinmechanik, Schlosserei, Schweißerei, Kunststoffwerkstatt, Galvanikwerkstatt, Schweißerei, Elektronikwerkstatt, Elektrowerkstatt, zentrale Glasbläserei

(Kostenstelle 50)

**Betriebsgruppe**  
Energiezentrale, Heizwerk, Betriebswerkstatt.

Abb. 2 Übersicht über die wissenschaftlichen und technischen Abteilungen

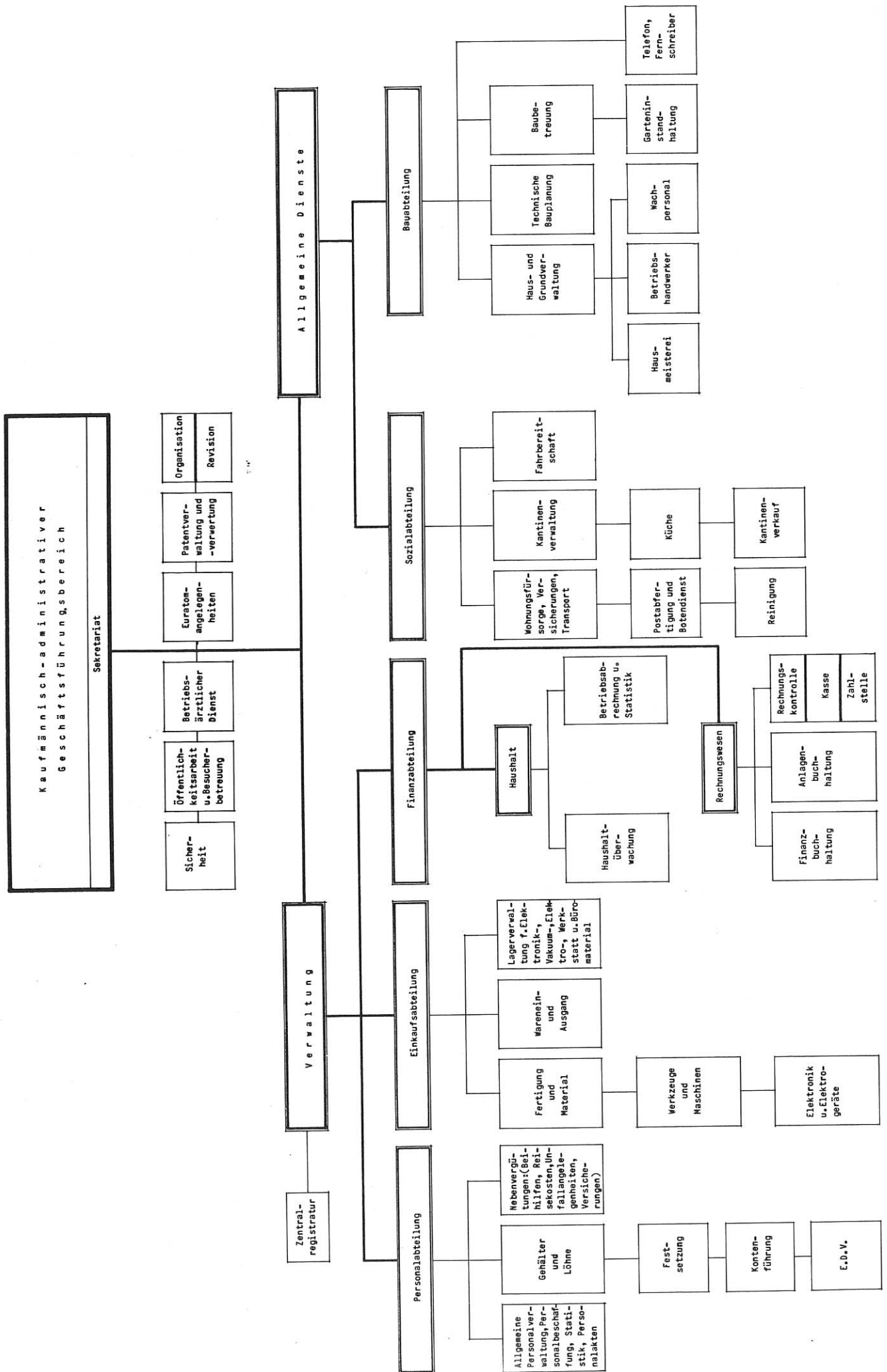


Abb. 3 Übersicht über den kaufmännisch-administrativen Geschäftsbereich

Am 1. Juli 1969 wurde auf Grund eines Beschlusses der Wissenschaftlichen Leitung die Abteilung "Oberflächenphysik" unter Leitung von Herrn Privat-Dozent Dr. Erich Blauth gegründet, in die das Personal der bisherigen Gruppe "Wandprobleme" der Abteilung "Experimentelle Plasmaphysik 2" übergeführt wurde.

Professor Dr. Wienecke, bisher Direktor der Abteilung "Experimentelle Plasmaphysik 3" nahm den an ihn ergangenen Ruf der Universität Stuttgart an den Lehrstuhl für Plasmaforschung an und ist am 6.10.1969 aus dem Institut ausgeschieden. Daher wurden auch in dieser Abteilung Umstrukturierungen notwendig. Die Wissenschaftliche Leitung beschloß, die Arbeitsgruppen "Plasmaerzeugung durch Laser" und "MHD-Forschung" als neue Abteilung "Experimentelle Plasmaphysik 4" auszugliedern und mit Wirkung vom 1. September 1969 der Leitung von Herrn Dr. Siegbert Witkowski zu unterstellen.

Bis zur Bestellung eines Nachfolgers für Herrn Professor Wienecke leitete Herr Dr. Witkowski die Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 3 kommissarisch.

Nach Ablauf des Berichtsjahres, mit Wirkung vom 1. März 1970, wurde die durch das Ausscheiden von Herrn Professor Wienecke sowie durch die Fortentwicklung des wissenschaftlichen Programms bedingte Umorganisation des Instituts abgeschlossen. Durch Beschluß der Wissenschaftlichen Leitung übernahm Herr Dr. von Gierke die Leitung der Abteilung "Experimentelle Plasmaphysik 3" sowie Herr Dr. Grieger die Leitung der Abteilung "Experimentelle Plasmaphysik 2". Die Aufgabe der Abteilung "Experimentelle Plasmaphysik 3" wird vorwiegend im Einschluß von Plasmen in rotationssymmetrischen toroidalen Konfigurationen bestehen.

#### 6.) EURATOM

Am 18. Juli 1969 wurde in einem Vertragsnachtrag die Verlängerung des seit acht Jahren bestehenden Assoziationsvertrages mit EURATOM für das Jahr 1969 vereinbart. Auf Grund dieses Vertrages beteiligte sich EURATOM mit 21 Prozent am Haushalt des gemeinsamen Forschungsprogramms des Instituts. Für 1970 und die folgenden Jahre wird der Abschluß eines längerfristigen Assoziationsvertrages angestrebt. Die Verbindung zu den übrigen Vertragspartnern von EURATOM wurde - insbesondere auf dem Wege über die Groupe de Liaison und dem neugeschaffenen Direktorenausschuß - weitergeführt.

## II. Entwicklung im Jahre 1969

Das Geschäftsjahr umfaßt die Zeit vom 1. Januar bis 31. Dezember 1969.

### 1.) Personelle Entwicklung

Die Zahl der Mitarbeiter stieg im Laufe des Berichtsjahres von 945 auf 961 Personen, also um 16.

Zum Ende des Jahres ergibt sich folgende Gliederung:

	Anzahl	%
Wissenschaftliche und wissenschaftlich-technische Kräfte	178	19
technische Hilfskräfte in den Abteilungen und Werkstätten	462	48
Allgemeine Dienste	174	18
Geschäftsführung und Verwaltung	69	7
Stipendiaten	28	3
Lehrlinge, Zeithilfen, freie Mitarbeiter und Nachtwachen	50	5

In dieser Aufstellung sind 15 Bedienstete der Europäischen Atomgemeinschaft und 12 ausländische Gastforscher enthalten; nicht darin erfaßt sind 9 Diplomanden.

Die personelle Entwicklung seit Gründung des Instituts ist in Abb. 4 dargestellt. Die für 1970 angegebenen Zahlen entsprechen dem bereits genehmigten Stellenplan des Wirtschaftsplans 1970, die Zahlen für 1971 den Ansätzen im Entwurf des Wirtschaftsplans 1971.

## Zahl der Beschäftigten

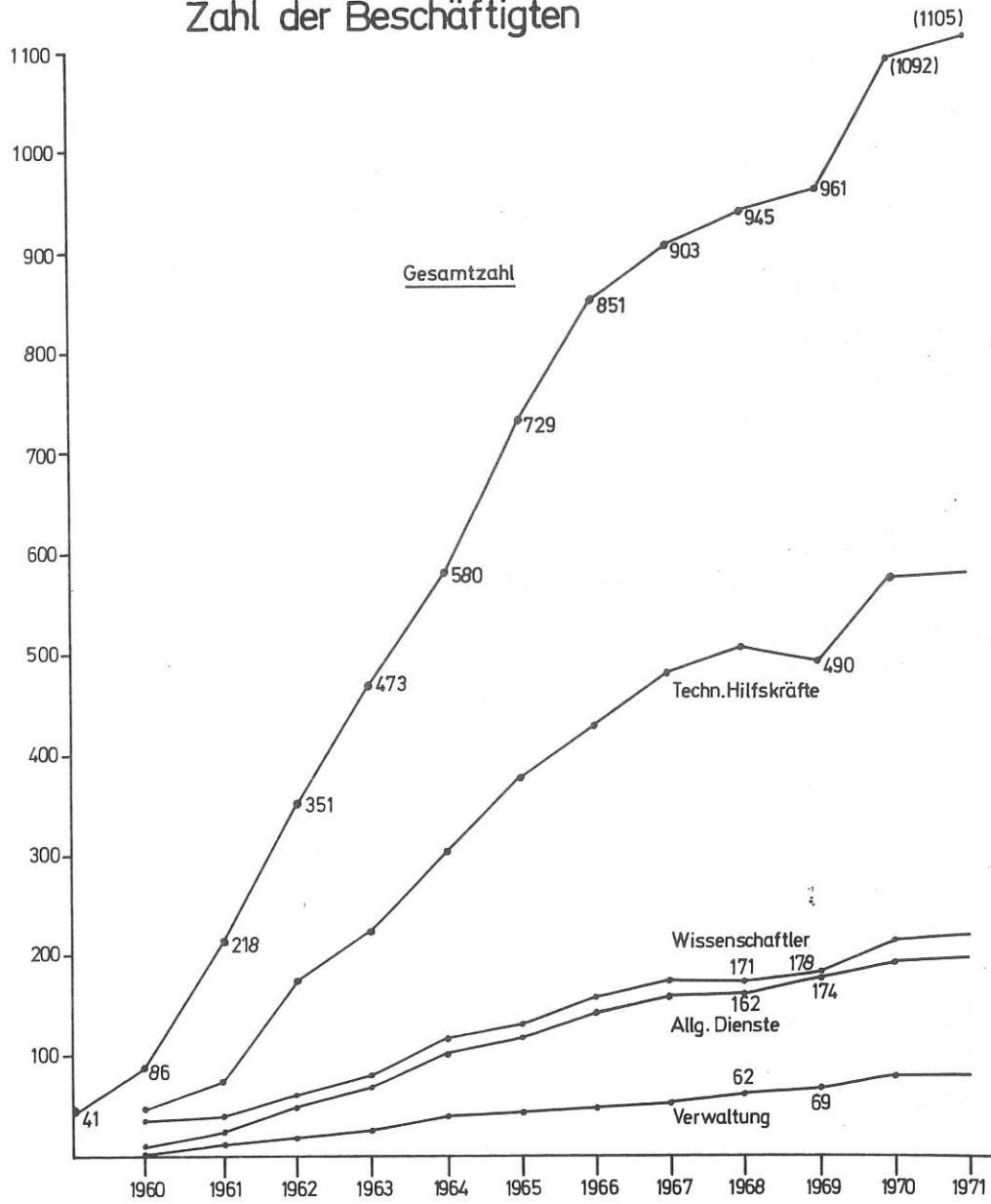


Abb. 4 Personelle Entwicklung



2.) Baumaßnahmen

Zu Beginn des Berichtsjahres 1969 standen zur Verfügung:

- a) Für die Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 1
  - 2 Laborhallen
  - Werkstatt-Laborgebäude
  - Gebäude mit Arbeitsräumen für Wissenschaftler
  - Gebäude mit Arbeits- und Laborräumen
  - 1 Baracke
- b) Für die Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 2
  - 2 Laborhallen
  - 2 Werkstatt-Laborgebäude
  - Gebäude mit Arbeitsräumen für Wissenschaftler
- c) Für die Abteilungen Experimentelle Plasmaphysik 3 und 4
  - Laborgebäude
  - mit Gleichrichterzentrale
- d) Für die Abteilung Oberflächenphysik
  - Gebäude mit Arbeits- und Laborräumen
- e) Für die Abteilung Relativistische Plasmen
  - Laborhalle
  - Arbeitsräume
- f) Für die Abteilung Technik
  - Gebäude mit Arbeits- und Laborräumen
- g) Für die Abteilung Theorie
  - Gebäude mit Arbeitsräumen, Hörsaal, Bibliothek und klimatisierten Räumen für die Großrechenanlage IBM 360/91
- h) Zentrale Einrichtungen
  - Zentralwerkstatt und Zentrallager
  - Energiezentrale
  - Heizzentrale
- i) Allgemeine Einrichtungen
  - Gebäude für Hausverwaltung
  - Fahrbereitschaft
  - 2 Baracken

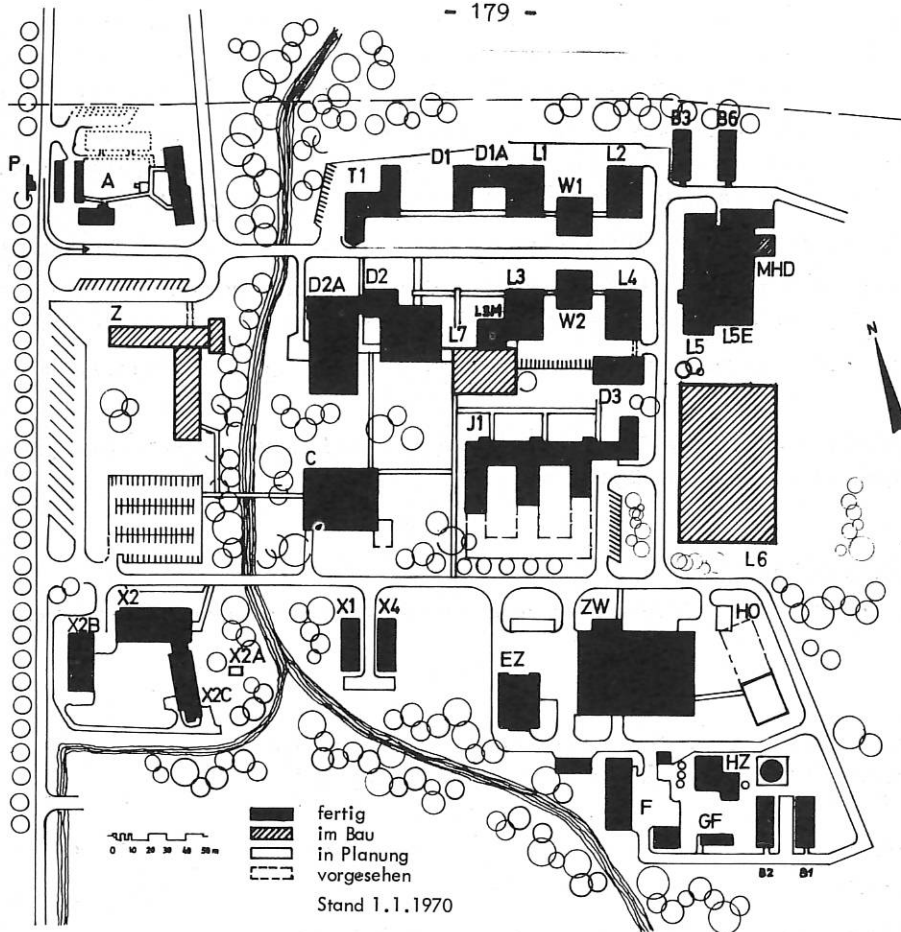
Gesamtnutzfläche: 31.800 qm

Im Berichtszeitraum wurden folgende Bauten fertiggestellt:

In den Bauteilen für die Großrechenanlage und für die Bibliothek konnte der Innenausbau zu Ende geführt werden, so daß im Frühjahr 1969 die Großrechenanlage IBM 360/91 in Betrieb genommen werden konnte. Ferner wurden die Büroräume für Bibliothek und Dokumentation in diesen Bauteilen fertiggestellt und bezogen. Der Ausbau der Bibliothek konnte allerdings noch nicht abgeschlossen werden.

Beim Neubau des Kantinegebäudes ergabensich wegen der Lage am Arbeitsmarkt und der Hochkonjunktur Verzögerungen beim Innenausbau, so daß die geplante Inbetriebnahme der Kantine nicht im Herbst 1969 erfolgen konnte, sondern nunmehr zum 1. April 1970 vorgesehen ist.

Mit den Rohbauarbeiten für den Neubau eines Verwaltungsgebäudes konnte im März 1969 begonnen werden. Sie wurden Ende 1969 abgeschlossen, so daß noch mit den Ausbauarbeiten begonnen werden konnte. Als Fertigstellungstermin ist Sommer 1970 geplant.



- |                           |   |
|---------------------------|---|
| P                         | Pförtner  |
| T1                        | Torgebäude  |
| D1, D1A, L1, W1, L2       | Experimentelle Abteilung 1                        |
| L3, W2, L4, D3, L3M       | Experimentelle Abteilung 2                        |
| L5, L5E                   | Experimentelle Abteilung 3                        |
| D2, D2A                   | Theoretische Abteilung                            |
| I1                        | Abteilung Technik                                 |
| ZW + HO + GF              | Zentralwerkstatt + Zentrallager                   |
| EZ                        | Energiezentrale                                   |
| HZ                        | Heizzentrale                                      |
| F                         | Fahrbereitschaft                                  |
| C                         | Kantine   |
| Z                         | Zentralgebäude                                    |
| A                         | Dienstwohnungen, Gästezimmer                      |
| L 6, L 7                  | Große Experimentierhallen                         |
| X1, X2, X2A, X2B, X2C, X4 | Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik |
| MHD                       | MHD-Labor   |

Abb. 5 Lageplan des Institutes für Plasmaphysik

Die Rohbauarbeiten für den MHD-Prüfstand, dessen Errichtung auf Grund des mit der Firma MAN geschlossenen Zusammenarbeitsvertrages über die gemeinsame Entwicklung eines MHD-Kurzzeitgenerators notwendig wurde, konnten ebenfalls Ende 1969 in Angriff genommen werden. Es soll bis April 1970 fertiggestellt sein.

Die Planung für die beiden großen Experimentierhallen mit einer Nutzfläche von 3500 qm wurde soweit abgeschlossen, daß im Jahre 1970 mit deren Bau begonnen werden kann. Diese Hallen müssen für den Aufbau größerer Experimente bis Ende 1970 fertiggestellt sein.

Schließlich wurden Planungsarbeiten für die Erweiterung der Zentralwerkstatt und einen zentralen Parkplatz an der westlichen Grundstücksgrenze des Institutsgeländes durchgeführt. Beide Bauvorhaben sollen ebenfalls 1970 verwirklicht und 1971 abgeschlossen werden. Größe und Lage der einzelnen Gebäude sind aus dem Lageplan, Abb. 5, ersichtlich.

Im Berichtsjahr wurde mit den Planungsarbeiten für ein Wohnbauvorhaben von 50 Wohnungseinheiten in Garching-Ost begonnen, dessen erster Bauabschnitt 1970 durchgeführt werden soll. Außerdem wurden weiteren 10 Institutsangehörigen im Jahre 1969 Familienheimdarlehen gewährt.

Der weitere Ausbau der Wohnungsfürsorge ist für die Gewinnung und Erhaltung qualifizierter Mitarbeiter von erheblicher Bedeutung.

### 3.) Finanzielle Entwicklung

Für die Finanzierung seiner Arbeiten standen dem Institut im Rechnungsjahr 1969 zur Verfügung:

#### Einnahmen

=====

##### Zuschüsse

des Bundesministeriums für wissenschaftliche Forschung  
(ab Oktober 1969: Bundesministerium für Bildung und  
Wissenschaft)

DM 16.715.425,64

der Länder

DM 16.715.425,64

von EURATOM

DM 5.406.727,96

für MHD-Projekt (des Bundesministeriums für Bildung  
und Wissenschaft)

DM 314.274,66

##### Eigene Einnahmen

DM 15.563.053,51

Summe

DM 54.714.907,41

=====

#### Ausgaben

=====

##### Personalkosten

DM 17.978.088,46

##### Sachliche Kosten

DM 12.559.042,33

##### Ersatzinvestitionen

DM 5.016.506,88

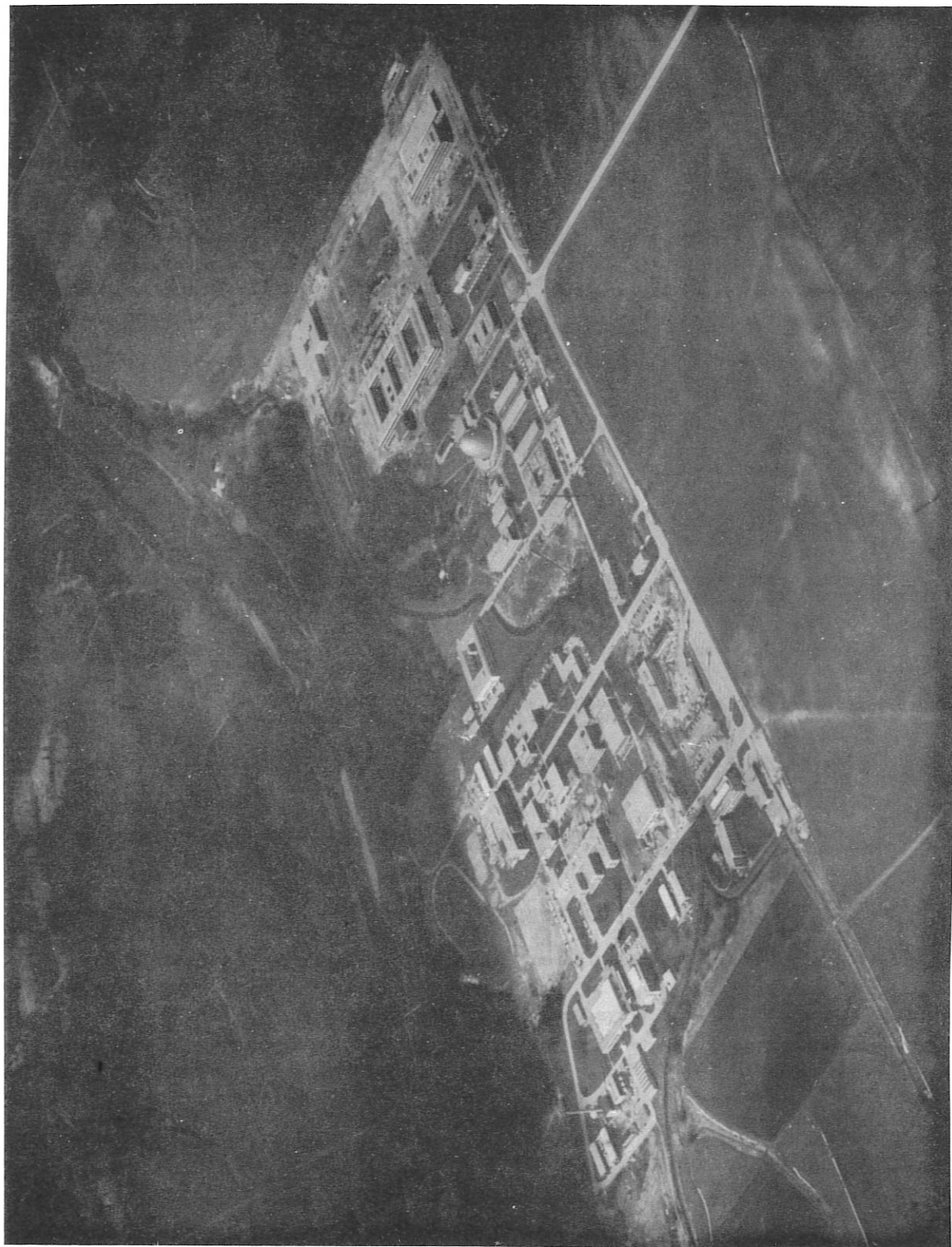
##### Investitionen

DM 19.161.269,74

Summe

DM 54.714.907,41

=====



b. 6 Luftbildaufnahme des Forschungsgeländes Garching  
(Luftbild: Bayer. Flugdienst Hans Bertram, München, Flughafen Riem, Motiv-Nr. Ga 17/222)

(Freigabe Reg. v. Obb. G 4/18757)

Veröffentlichungen

- G. Bardotti, R. Chodura, F. Engelmann, Study Group Frascati, June 1969
- G. Becker, Phys. Verh. 2, S. 58 (300), 1969
- G. Becker, Proc. 3rd Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., p. 81, Utrecht 1969
- R. Behrisch, Verhandl. der DPG (IV) 4, 25, 1969
- R. Behrisch, Tagung der DAGV, Basel 1969
- R. Behrisch, R. Weißmann, Phys. Lett. 30A, 506 (1969) Int. Conf. Atomic Coll. Phen. in Solids, Sussex 1969
- R. Behrisch, G. Mühlbauer, B.M.U. Scherzer, J.Sci.Instr. (J.Phys.E) Ser. 2 2, 381, 1969
- R. Behrisch, Phys. Kolloquium, Gießen 1969
- R. Behrisch, B.M.U. Scherzer, Verhandl. der DPG (IV) 4, 25, 1969
- K. Bergstedt, Z. Naturf. 24a, S. 300, 1969
- E. Berkl, G.v. Gierke, G. Grieger; D. Eckhartt, E. Hinnov, K.U. von Hagenow, W. Ohlendorf, Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. Vol. I, 513, 1969
- E.W. Blauth, R. Weißmann, Wide-angle Mass Spectrometer, Int. Conf. Mass Spectroscopy, Kyoto 1969
- E.W. Blauth, Plenarvortrag, DAGV, Basel 1969
- E.W. Blauth, R. Weißmann, Statisches Weitwinkelspektrometer mit Richtungs Doppelfokussierung, Tagung der DAGV, Basel 1969
- E.W. Blauth, H.G. Schäffler, W. Heiland, Ein Ionisationsmanometer für den Druckbereich von  $10^{-5}$  bis zu 10 Torr, Tagung der DAGV, Basel 1969
- E.W. Blauth, Auger-Effekte, Leybold-Kolloquium, Köln 1969
- E.W. Blauth, Das Wandproblem der thermonuklearen Fusion, Siemes Kolloquium, München 1969
- H.A.B. Bodin, J. McCartan, G.H. Wolf, Phys.Verh. 2, p. 22 (280), 1969
- H.A.B. Bodin, J. McCartan, G.H. Wolf, Proc. 3rd Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., p. 74, 1969
- H.A.B. Bodin, E.B. Butt, J. McCartan, G.H. Wolf, Proc. 3rd Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., p. 75, 1969
- H.A.B. Bodin, E.P. Butt, J. McCartan, G.H. Wolf, Proc. 3rd Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., p. 76, 1969
- H.A.B. Bodin, J. McCartan, H.A. Newton, G.H. Wolf, IAEA, Wien 1969
- H.A.B. Bodin, H.A. Newton, G.H. Wolf, J.A. Wesson, Culham Report CLM-P 184, 1969
- G. Brederlow, H. Zinko, 10th Symp. on Engineering Aspects of MHD, Boston 1969

G. Brederlow, H. Zinko, Verhandl. DPG 2, 1969

E.P. Butt, G.H. Wolf, J. McCartan, H.A.B. Bodin, Bull. of APS, 14, No. 11, Series 11,8 B 2, p. 1049, 1969

P. Caldirola, S. Bernabei, R. De Dionigi, M. Fontanesi, G. Lisitano, E. Sindoni, Proc. Int.Conf. on Phys. of Quiescent Plasmas, I, pp. 15-22, Paris 1969

P. Caldirola, S. Bernabei, M. Fontanesi, G. Lisitano, E. Sindoni, Proc. 3rd Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., I, p. 72, Utrecht 1969

R. Chodura, M. Keilhacker, M. Kornherr, H. Niedermeyer, Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., IAEA, Vol. 1, CN-24/A-3, 1969

R. Chodura, M. Keilhacker, M. Kornherr, H. Niedermeyer, K.H. Steuer, Proc. 3rd Europ.Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys.. p. 102, 1969

R. Chodura, V. Oraevskii, F. Pohl, Conf.Proc. 9th Int.Conf. on Phen. of Ionized Gases, Bucarest 1969

R. Chodura, G. Bardotti, F. Engelmann, Bull. of APS, 14, No. 11, Series 11, 7 E 8, p. 1045, 1969

R. Chodura, Proc. of a Study Group on Collision-Free Shocks in the Lab. and Space, p. 89, Frascati Juni 1969

R. Croci, R. Saison, Proc. 3rd Europ.Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Utrecht 1969

R.S. Devoto, Z. Naturf. 24a, 968, 1969

H.F. Döbele, Verhandl. DPG 2, 1969

H.F. Döbele, Z. Naturf. 24a, S1249, 1969

H.F. Döbele, 9th Int.Conf. Phen. Ion. Gases, Bucarest 1969

D. Eckhartt, J. Eisert, G.v. Gierke, G. Grieger, W. Ohlendorf, Bull. of the American Physical Soc.14, 1037, 1969

D. Eckhartt, G.v. Gierke, G. Grieger, W. Ohlendorf, Proc. 3rd Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys.,1 (1969), Utrecht 1969

D. Eckhartt, G. v. Gierke, G. Grieger, W. Ohlendorf, Proc. 3rd Europ.Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., 1 (1969), Utrecht 1969

W. Engelhardt, Appl. Phys. Lett., 15, No. 7, 1969

C.W. Erickson, G.v. Gierke, G. Grieger, F. Rau, H. Wobig, Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., I, 339, 1969

C.W. Erickson et al., Proc. Int.Conf. Centr. Fusion, I, 339, 1969

W. Feneberg, Coll. on Closed Config., Rottach-Egern 1969

K. Graf Finck von Finckenstein, Lecture Notes in Mathematics 109, 154, 1969

J. Freund, Phys. Verh. Heft 2, S. 5, 270, 1969

E. Fünfer, Umschau, Heft 7, 1969

E. Fünfer, Phys. Verh. Heft 2 P 5, S. 278, 1969

- A. Gattinger, M. Keilhacker, F. Pecorella, G. Vlases, Bull. of APS, 14, No. 11, Series 11, 9 A 11, p. 1059, 1969
- O. Gehre, H.M. Mayer, M. Tutter, 9th Int.Conf. Phen. Ion. Gases, Bucarest 1969
- O. Gehre, H.M. Mayer, M. Tutter, IEEE Trans. Instr. Meas. IM-18, 194, 1969
- O. Gehre, H.M. Mayer, M. Tutter, Verhandl. DPG 2, 1969
- H. Göllnitz, R. Gorenflo, E. Heibredner, K. Pinkau, C. Reppin, V. Schönfelder, Nucl. Instr. and Methods 74, 109, 1969
- R. Gorenflo. Methoden und Verfahren der math. Physik, Bd. 1, Bibliographisches Inst. Mannheim, 720/720a, 143, 1969
- R. Gorenflo, Lecture Notes in Mathematics 109, 160, 1969
- J.G. Gorman, I.G. Brown, G. Lisitano, Div. of Plasma Phys., Phys. Review Lett. 22, pp. 16-20, 1969  
Los Alamos June 1969
- P. Gräff, Z.Naturf. 24a, S. 701
- P. Gräff, Z.Naturf. 24a, S. 711
- P. Gräff, ZAMP 20, 461, 1969
- H. Gratzl, Phys. Rev., 186, 1, 1969
- H. Grawe Plasma Phys. 11, 151, 1969
- H. Grawe, C.O. Beasley, W.M. Farr, Proc. 3rd Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Utrecht 1969
- B.J. Green, Proc. 9th Int.Conf. on Phen. in Ion. Gases, p. 544, Bucarest 1969
- G. Grieger, Bull. of the American Physical Soc. 14, p. 1037, 1969
- G. Grieger, Atomwirtschaft 2, S. 95, 1969
- O. Gruber, Phys. Verh., Heft 2, S. 23, 281, 1969
- O. Gruber, H. Zwicker, Bull. of APS, 14, Series 11, 6C p. 14, 1969
- W. Grundler, F. Rau, Int. Symp. Closed Conf. Syst., Dubna 1969
- G. Hahn, M. Salvat, 10th Symp. on Engineering Aspects of MHD, Boston 1969
- G. Hahn, Verhandl. DPG 2, 1969
- F. Hartz, J. Junker, G.H. Wolf, Z.f. angew. Phys. 27, 2, S109-113, 1969
- F. Hartz, J. Junker, F. Pohl G.H. Wolf, Nucl. Fusion 9, pp. 233-238, 1969
- M. Hashmi, A.J. van der Houven an Oordt, J.-G. Wegrowe, Proc. of the Int.Conf on Phys. of Quiescent Plasmas, II, pp. 139-149, Paris 1969
- M. Hashmi, A.J. van der Houven van Oordt, J.-G. Wegrowe, Proc. of Int.Conf. on Phys. of Quiescent Plasmas, II, pp. 127-138, Paris 1969

- M. Hashmi, A.I. van der Houven van Oordt, J.-G. Wegrowe, Proc. of Int.Conf. on Phys. of Quiescent Plasmas, II, p. 67, Paris 1969
- H. Herold, F.C. Jahoda, The Rev. of Scientific Instr., 40, No. 1, pp. 145-147, 1969
- H. Herold, Phys. Verh., Heft 2 P 6, p. 279, 1969
- E. Hinnov, W. Ohlendorf, The Journal of Chem. Phys., 50, No. 7, 1969
- K. Hohla, K. Büchl, R. Wienecke, S. Witkowski, Z. Naturf. 24a, S. 1243, 1969
- H. Hora, Phys. Fluids 12, p. 182, 1969
- H. Hora, Z. Physik 226, S. 156, 1969
- H. Hora, Conf. on Nonlinear Optics, Belfast 1969
- H. Hora, Verhandl. DPG 2, 1969
- A.J. van der Houven van Oordt, Diss. Universität Utrecht, 1969
- G. Joyce, Plasma Phys. 11, p. 964, 1969
- J. Junker, E. Fünfer, M. Kaufmann, J. Neuhauser, Bull. of APS, 14, No. 11, Series 11, 8 B 4, p. 1049, 1969
- N. Kaiser, 3rd Int. Congr. of the Int. Union for Pure and Appl. Biophys., Cambridge/Mass. 1969
- M. Kaufmann, Z. f. Physik 225, S. 316-230, 1969
- M. Kaufmann, J. Neuhauser, H. Röhr, Conf. Proc., p. 80, 1969
- M. Kaufmann, E. Fünfer, J. Junker, J. Neuhauser, Bull. of APS, 14, No. 11, Series 11, 7 A 9, p. 1037, 1969
- W.H. Kegel, Phys. Lett. 290, p. 681, 1969
- M. Keilhacker, Study Group, Frascati June 1969
- M. Keilhacker, M. Kornherr, H. Niedermeyer, Verhandl. DPG (VI) 4, S. 279, 1969, Phys. Verh. Heft 2, pp 20, S. 279, 1969
- M. Keilhacker, M. Kornherr, K.H. Steuer, Phys. Verh. Heft 2, pp 21, S. 279, 1969, Verhandl. DPG (VI), 4, S. 279, 1969
- M. Keilhacker, Proc. of Study Group on Collision-free Shocks in the Laboratory and Space, Report ESRO SP-51, p. 131, 1969
- F. Klan, Verhandl. DPG 2, 1969
- F. Klan, 9th Int.Conf. Phen. Ion. Gases, Bucarest 1969
- F. Klan, 9th Int.Conf. Phen. Ion. Gases, Bucarest 1969
- H. Klingenberg, Z. Naturf. 24a, S. 540, 1969
- H. Klingenberg, F. Sardei, W. Zimmermann, Z. Naturf. 24a, S. 1449, 1969



- O. Klüber, Z. Naturf. 24a, S. 1473, 1969
- O. Klüber, 9th Int.Conf. of Phen. Ion. Gases, Bucarest 1969
- G. Küppers, D. Lortz, Journal of Fluid Mechanics 35, p. 609, 1969
- G. Küppers, Diss. Universität München 1969
- L.L. Lengyel, Phys. Lett. 29A, p. 60, 1969
- L.L. Lengyel, Energy Conversion 9, p. 13, 1969
- L.L. Lengyel, 10th Symp. on Engineering Aspects of MHD, Boston 1969
- F. Leuterer, Verhandl. DPG 2, 1969
- F. Leuterer, 9th Int.Conf. Phen. Ion. Gases, Bucarest 1969
- F. Leuterer, 9th Int.Conf. Phen. Ion. Gases, Bucarest 1969
- F. Leuterer, Plasma Phys. 11, p. 615, 1969
- L. Liebing, Z. angew. Physik 26, S. 345, 1969
- H. Liebl, Physikal. Koll. , Gießen Juni 1969
- H. Liebl, Int.Conf.Mass Spectr., Kyoto 1969
- G. Lisitano, B. Green, Proc. 3rd Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., I, p. 73 ,  
Utrecht 1969,
- G. Lisitano, P. Caldirola, A. Barassi, M. Fontanesi, E. Sindoni, Proc. 3rd Int.Conf. on Plasma  
Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., II, pp. 415-422, Novosibirsk 1969
- G. Lisitano, S. Bernabei, E. Sindoni, Phys. Lett. 29A, pp. 613-614, 1969
- G. Lisitano, S. Bernabei, E. Sindoni, Lettere Nuovo Cimento II, pp. 109-112, 1969
- G. Lisitano, P. Caldirola, M. Fontanesi. Proc. Int. Symp. on Closed Confinement Syst., Abstr. I,  
p. 79, Dubna 1969
- G. Lisitano, R. De Dionigi, M. Fontanesi, Physical Rev. Lett. 23, pp. 822-824, 1969
- G. Lisitano, M. Fontanesi, E. Sindoni, Proc. Int.Conf. on Phys. of Quiescent Plasmas, III,  
pp. 35-38, Paris 1969
- G. Lisitano, Bolletino SIF 71, p. 16, Bari 1969
- G. Lisitano, Rapporto interno . pp. 1-60, Milano Luglio 1969
- G. Lisitano, Deutsche Patentanmeldung P 1955 914 9 vom 6.Nov. 1969
- G. Lisitano, Anno Accademico 1969-1970, Politecnico di Milano
- W. Lotz, Coll. on Closed Configuration , EURATOM 5992/XV/69 - E, Rottach-Egern 1969

- W. Lotz, Coll. on Closed Configuration, Rottach-Egern 1969
- W. Lotz, R. Franzel, Bull. of APS, 14, No. 11, Series 11, 7 A 10, p. 1037, 1969
- G. Lortz, Phys. Lett. 28a, p. 509, 1969
- P. Mulser, S. Witkowski, Phys. Lett. 28A, p. 703, 1969
- P. Mulser, S. Witkowski, Verhandl. DPG 2, 1969
- J. Nührenberg, Proc. 3rd Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Utrecht 1969
- D. Pfirsch, F. Meyer, Kleinheubacher Berichte, B. 13, S. 243, 1969
- P. Piotrowski, Lecture Notes in Mathematics 109, p. 221, 1969
- J. Raeder, R. Schwenn, S. Wirtz, G. Zankl, 9th Int. Conf. Phen. Ion. Gases, Bucarest 1969
- J. Raeder, S. Wirtz, Z. Naturf. 24a, S. 1433, 1969
- F. Rau, Coll. on Closed Configuration, Rottach-Egern 1969
- F. Rau, 3rd Europ. Conf., Utrecht 1969
- E. Rebhan, Plasma Phys. 11, p. 869, 1969
- W. Riedmüller, Verhandl. DPG 2, 1969
- H. Ringler, R.A. Nodwell, 11th Ann. Meeting of the Div. of Plasma Phys. of the APS, Los Angeles 1969
- H. Ringler, R.A. Nodwell, 3rd Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Utrecht 1969
- H. Ringler, R.A. Nodwell, Phys. Lett. 29A, p. 151, 1969
- H. Ringler, R.A. Nodwell, Phys. Lett. 30A, p. 126, 1969
- H. Röhr, Z.f. Physik, 228, S. 465-472, 1969
- H. Röhr, Z.f. Physik, 225, S. 494-502, 1969
- A. Salat, P.K. Kaw, Phys. Fluids 12, p. 342, 1969
- A. Salat, G. Joyce, 9th Int. Conf. Phen. Ion. Gases, Bucarest 1969
- R. Sigel, S. Witkowski, Verhandl. DPG 2, 1969
- R. Sigel, Phys. Lett. 30A, p. 103, 1969
- R. Sigel, P. Mulser, S. Witkowski, 3rd Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Utrecht 1969
- O.G. Spies, Proc. 3rd Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Utrecht 1969
- B.M.U. Scherzer, Diss. TH München 1969
- B.M.U. Scherzer, Tagung der DAGV, Basel 1969

- A. Schlüter, P. Piotrowski, ZAMM 48, T 103, 1969
- K.H. Schmitter, LASER Heft 3, 1969
- H. Tasso, B.J. Green, H.P. Zehrfeld, Phys. Fluids 12, p. 2444, 1969
- H. Tasso, Plasma Phys. 11, p. 663, 1969
- H. Vernickel, H. Welter, 16th Field Emission Symp., Pittsburgh 1969
- H. Weichselgartner, Z. Naturf. Heft 10, 1969
- R. Wilhelm, Z. f. Physik 222, S. 208-221, 1969
- S. Witkowski, 34. Physikertagung, Salzburg 1969
- G.H. Wolf, Z. Naturf. 24a, S. 998-1021, 1969
- G.H. Wolf, G. Berge, Phys. Rev. Lett. 22, pp. 1096-1098, 1969
- G.H. Wolf, Z. f. Physik 227, S. 291-300, 1969
- G.H. Wolf, Coll. on Closed Configuration, Rottach-Egern 1969
- R. Wunderlich, Phys. Verh. Heft 2, pp 11, S. 273, 1969
- G. Zankl, Verhandl. DPG 2, 1969
- H.P. Zehrfeld, B.J. Green, Phys. Rev. Lett. 23, p. 961, 1969
- H.P. Zehrfeld, Phys. Fluids 12, p. 2444, 1969
- H. Zwicker, 9th Int.Conf. Phen. Ion. Gases, Bucarest 1969
- H. Zwicker, Proc. 1st Meeting of the Europ. Physical Soc., Florence 1969
- H. Zwicker, XVth General Ass. of the Int. Union of Radio Science, Ottawa 1969

Laborberichte

- IPP 0/2     G. Siller, K. Büchl, E. Buchelt, "Laser-induced emission of strong electron  
3/100     pulsed in the nanosecond range"
- IPP 1/94     K.-H. Steuer, "Dichte- und Temperaturmessung an stoßfreien Stoßwellen mit  
Hilfe von Laserstreuung"
- IPP 1/95     H. Röhr, "Messung von Thomson- und Rayleighstreuung an einem Vorionisierungs-  
Z-Pinch"
- IPP 1/96     G.H. Wolf, "The Dynamic Stabilization of the Rayleigh-Taylor Instability and  
the Corresponding Dynamic Equilibrium"
- IPP 1/97     M. Kornherr, "Stationäre stossfreie Stosswellen in einem Ausgangsplasma mit  
hoher Ionentemperatur"
- IPP 1/98     G. Becker, "Vielkanal-Energieanalyse des Ionenflusses aus einem Theta-Pinch"
- IPP 1/99     M. Keilhacker, F. Pecorella, G.C. Vlases, "Preionization for Collisionless  
Shock Wave Experiments by Means of Photoionization"
- IPP 1/100    R. Wilhelm, "Numerische Berechnung der Anwachsraten von MHD-Instabilitäten  
am Screw-Pinch"
- IPP 1/101    G. Lehrner, "Reaction Rates and Energy Spectra for Nuclear Reactions in High  
Energy Plasmas"
- IPP 1/102    H. Röhr, "Das spektrale Verhalten eines blitzlampengepumpton Farbstofflasers  
(Rhodamin B)"
- IPP 1/103    G. Lehner, F. Pohl, "Neutron Flux Anisotropy of High Energy Deuterium Plasmas"
- IPP 1/104    G. Lehner, "Radial Oscillations of Pinched Plasma Columns"
- IPP 2/74     E.W. Blauth, R. Weissmann, "Statisches Weitwinkelmassenspektrometer mit Rich-  
tungs-doppelfokussierung"
- IPP 2/75     H.G. Schäffler, E.W. Blauth, W. Heiland, "Ein Ionisationsmanometer für den  
Druckbereich von  $10^{-5}$  bis zu 10 Torr"
- IPP 2/76     E. Guilino, "Die Rolle azimutaler Komponenten des elektrischen Feldes in einer  
Q-Maschine"
- IPP 2/77     J.-G. Wegrowe, "Signal Processing in Microwave Optics by Means of Multiple  
Modulated Scatters - Application to a Microwave Image Scanning System"
- IPP 2/78     F. Rau, "On the Potassium Confinement in the Garching Octopole W V"
- IPP 2/79     M. Troppmann, "Potentialverlauf in der Zwei-Emitter-Diode"
- IPP 2/80     B.M.U. Scherzer, "Die Reversibilitätsregel bei der Rückstreuung von Protonen  
an Kupfereinkristallen"

- IPP 2/81 G. Cattanei, A.C. England, G. Siller, "An experiment on cyclotron resonance heating of ions and electrons in a plasma"- Final Report -
- IPP 2/82 M. Troppmann, "Possible Stationary Potential Distributions of a Collisionless Two-Emitter CS-Diode"
- IPP 2/83 V. Joshi, "The Collection of Positive Ions by Means of Screened Probes"
- IPP 2/84 A. Clinckemaeille, "Untersuchungen an magnetisierten Niederdruckplasmen mit Hilfe elektrostatischer Magnetoplasma-Wellen"
- IPP 3/83 H.F. Döbele, "Experimental Investigation of the Rayleigh-Taylor Instability of a Rotating Hydrogen Arc in an Axial Magnetic Field"
- IPP 3/84 W. Feneberg, "Toroidales Gleichgewicht mit Temperaturgradienten"
- IPP 3/85 P. Mulser, "Transmission und Reflexion von elektromagnetischen Wellen in inhomogenen Medien"
- IPP 3/86 R. Sigel, "Ein Flüssigkeitskalorimeter zur Messung der Energie von Laserimpulsen"
- IPP 3/87 H. Hora, "Confinement and Heating of Plasma by Nonlinear Interaction with Laser Radiation"
- IPP 3/88 D. Ludwig, "Messung der Ionentemperatur mit Hilfe des thermischen Doppler-Effekts an einer Wasserstoff-Lichtbogenentladung"
- IPP 3/89 H. Klingenberg, R. Zickert, "Bau eines Mach-Zehnder-Interferometers aus nichtmagnetischem Material"  
4/66
- IPP 3/91 W. Schneider, "Untersuchung des Ablaufs einer sensibilisierten Cis-Trans-Photoisomerisierung von 1,2-Dichloräthylen mit Mikrowellen"
- IPP 3/92 F. Klan, "Experimentelle und theoretische Untersuchung einer niederfrequenten Instabilität in einer modifizierten Pennig-Entladung"
- IPP 3/93 W. Casimir, O. Gehre, N. Kaiser, K. Keilmann, K. Plank, W. Schneider, R. Zerull, "Untersuchung über die Anwendungsmöglichkeit der Mikrowellen- und Infrarotspektroskopie für die Registrierung von Stoffwechselvorgängen in biologischen Systemen"
- IPP 3/94 O. Gehre, H.M. Mayer, M. Tutter, "Propagation and Fresnel Effect of Microwaves in a Waveguide Partially Filled with a Cold Plasma Dielectric"
- IPP 3/95 P. Mulser, "Erzeugung von Wasserstoffplasma durch Riesenimpuls laser - Eine theoretische Studie"
- IPP 3/96 R. Sigel, "Experimentelle Untersuchung der Plasmaerzeugung durch fokussierte Laserstrahlung an Folien aus festem Wasserstoff"
- IPP 3/97 H. Zinko, "Berechnung der Gasparameter in MHD-Generatoren"
- IPP 3/98 F. Keilmann, "Möglichkeiten der Plasmadiagnostik mit Infrarotlasern"
- IPP 3/99 H. Muntenbruch, H. Nett, "Ein Membran-Stoßwellenrohr für Plasmaexperimente"

- IPP 3/100 G. Siller, K. Büchl, E. Buchelt, "Laser-induced emission of strong electron  
0/2 pulsed in the nanosecond range"
- IPP 3/101 J. Raeder, S. Wirtz, "Tabellen zur Druckerhöhung und Wärmeleitfähigkeit in  
einem zylinder-symmetrischen Wasserstoffplasma im axialen Magnetfeld unter  
Berücksichtigung von Thermokräften"
- IPP 3/102 F. Leuterer, "Experimente mit Bernsteinwellen"
- IPP 3/103 R. Schwenn, "Sondenmessungen der radialen Verteilungen von Potential,  
elektrischer Feldstärke und Stromdichte im Wasserstofflichtbogen mit  
starkem überlagertem Magnetfeld"
- IPP 3/104 J. Burger, "Messungen der Potential- und Stromdichteverteilungen im  
Argon-Kalium-Plasma eines simulierten Faraday-MHD-Generators"
- IPP 4/64 Jörg D. Becker, "MPM 7 Ein Programm zur Berechnung von MPM-Netzplänen"
- IPP 4/66 H. Klingenberg, R. Zickert, "Bau eines Mach-Zehnder-Interferometers aus  
3/89 nichtmagnetischem Material"
- IPP 4/67 B. Oswald, "Berechnung der Magnetisierung supraleitender Zylinder aus  
Supraleitern III. Art"
- IPP 6/74 H. Tasso, "Non-linear Quasi-neutral Electrostatic Plasma Waves and  
Shock Waves"
- IPP 6/75 D. Lortz, "Über die Existenz toroidaler magneto-hydrostatischer Gleich-  
gewichte ohne Rotationstransformation"
- IPP 6/76 G.O. Spies, "Low Frequency Interchanges"
- IPP 6/77 J. Nührenberg, "Linear and Toroidal Magneto-hydrostatic Equilibria"
- IPP 6/78 H.K. Wimmel, "Energy Balance Equation and Enhanced Collisional Plasma  
Diffusion"
- IPP 6/79 R. Gorenflo, "Monotonic Difference Schemes for Weakly Coupled Parabolic  
Systems"
- IPP 6/80 H.P. Zehrfeld, B.J. Green, "Effect of Inertia on Losses from a Plasma  
in Toroidal Equilibrium"
- IPP 6/81 E. Rebhan, "An absolutely MHD-stable axisymmetric closed field line  
equilibrium"
- IPP 6/82 R. Croci, R. Saison, "Dispersion Relation of an Inhomogeneous Vlasov  
Plasma"
- IPP 6/83 G. Spies, "Asymptotic Magnetic Surfaces"