

J A H R E S B E R I C H T 1965

des

Instituts für Plasmaphysik GmbH  
München - Garching

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

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

264

Der vorliegende Bericht ist eine vertraulich abgegebene Information.

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

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

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

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

Aus patentrechtlichen Gründen ist die Auslage in öffentlichen Bibliotheken sowie die öffentliche Ausleihe untersagt.

For English translation see inside back cover.

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

J A H R E S B E R I C H T 1965

des

Instituts für Plasmaphysik GmbH  
München - Garching



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

A 35748

EINLEITUNG

EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 1

1.	<u>Linearer Theta-Pinch</u>	1
1.1	Einleitung	1
1.2	Megajoule-Theta-Pinch Experiment ISAR I	2
1.2.1	Einleitung	2
1.2.2	Vorionisierung	3
1.2.3	Aufheizung des Plasmas	4
1.2.4	Teilchenverluste	6
1.2.5	Plasmadrift	8
1.3	Spezielle Untersuchungen zur Vorionisierung und Aufheizung und zu Energieverlusten beim Linearen Theta-Pinch	9
1.3.1	Experimente und Daten	9
1.3.2	Vorionisierung	9
1.3.3	Aufheizung des Plasmas	11
1.3.4	Energieverluste aus dem Theta-Pinch Plasma	14
2.	<u>Toroidaler Theta-Pinch</u>	17
2.1	Einleitung	17
2.2	Theorie M+S	18
2.3	Theorie Cusp	19
2.4	Experimente M+S	20
2.5	Toroidaler Theta-Pinch im rein azimuthalen Magnetfeld	21
2.6	Experimente Cusp	22
2.7	Datenverarbeitung	25
3.	<u>Spezielle Untersuchungen und Meßmethoden an heißen Plasmen</u>	25
3.1	Verdampfung und Ionisation von deuterierten Metallen durch einen Laser	25
3.2	Entwicklung einer gepulsten Neutronenquelle	25
3.3	Entwicklung von speziellen elektronischen Geräten	25
3.4	Entwicklung eines elektrostatischen Energieanalysators	25
3.5	Vorarbeiten zur Messung der Faraday-Drehung	26
3.6	Theoretische Untersuchungen zur statistischen Mechanik dichter Plasmen und zur Lichtstreuung an Plasmen	26
3.7	Messung der Ionentemperatur eines Plasmas aus der Vorwärtsstreuung von Laserlicht	26
3.8	Infrarotemission eines Theta-Pinch Plasmas	26
3.9	Vakuum-UV-Spektroskopie	27
3.10	Untersuchung ultraweicher Röntgenstrahlung durch absorbierende Gas-schichten	27
3.11	Antipinch	28

1.	<u>Toroidale Einschließung - WENDELSTEIN</u>	30
1.1	Übersicht	30
1.2	Stellarator mit helischen Windungen vom Typ $\ell = 2$ (W1b)	31
1.3	Plasmaerzeugung (W IV)	32
1.4	Li-Plasma	33
1.5	Plasmaquelle	33
1.6	Stellarator W II	34
1.7	Oktopol (W V)	34
1.8	Theorie	35
1.9	Ba-Plasma (W III)	35
1.10	Ambipol	36
2.	<u>Hochtemperatur-Plasmen</u>	37
2.1	Vorschlag für die Erzeugung eines Hochtemperatur-Plasmas (HELIOS)	37
2.2	WW I	38
2.3	WW II (Arbeiten am Ionenbeschleuniger)	38
2.4	Ionenstrahl-Ionenstrahl-Wechselwirkung (JO-JO)	40
2.5	CABINET III	40
2.6	HOKE	40
3.	<u>Elektronengyro-Resonanzanregung</u>	43
3.1	EGR-Plasmaerzeugung mit einem geschlitzten Metallrohr	43
3.2	Mikrowellen-Plasmabeschleunigung	43
3.3	Erzeugung und Einschließung des Plasmas in einer magnetischen Spiegelanordnung	43
3.4	EGR-Plasmaerzeugung mit einem "Multiple-Interdigital"-System	43
3.5	Herstellung von EGR-Plasma mit einem schwingenden koaxialen Resonator	44
3.6	Herstellung von HF-Plasma mit einem zylindrischen Metallgittersystem	44
4.	<u>Thermische Plasmen und Sondendiagnostik</u>	45
4.1	Untersuchungen an Kontaktionsplasmen	45
4.1.1	Erweiterung der "Equilibrium Theory" unter Einschluß von Sondenverlusten	45
4.1.2	Messungen zum thermischen Gleichgewicht eines Cs-Plasmas mit seinen Endplatten im homogenen Magnetfeld	45
4.1.3	Keramikemitter	45
4.1.4	ELSA-Cäsiumdiode, Elektronenstrahlsonde	46
4.2	Anregung und Ausbreitung von Plasmaschwingungen	46
4.2.1	Die Dispersions-Charakteristika longitudinaler Plasmaschwingungen nahe der Elektronengyro-Harmonischen	46
4.2.2	Bernstein-Wellen und Ausstrahlung in der Nähe der Harmonischen der Elektronengyro-Frequenz	48
4.2.3	Untersuchung elektrostatischer Wellen in einem Plasma	48
4.2.4	HF-Plasma-Resonanzsonde	49
4.2.5	Niederfrequente Ionenschwingungen ( $k \parallel B$ )	50
4.3	Sondendiagnostik	50
4.3.1	Untersuchung einer elektrostatisch eingeschnürten Hg-Niederdruckentladung mit Langmuir-Sonden	50
4.3.2	Vergleichende Dichtemessungen in der Bogenplasmaquelle	50

	Seite
5. <u>Höchstvakuum</u>	51
5.1 Oberflächen	51
5.1.1 Festkörperzerstäubung	51
5.1.2 Feldemissionsuntersuchungen	51
5.1.3 Wandreaktionen in einer HF-Gasentladung	52
5.2 Massenspektrometer	52
5.3 Zweikammermanometer	52
5.4 Öldämpfe und Restgase in UHV-Systemen	55
5.5 Anlaufströmungen	55

EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 3 (PROF. DR. WIENECKE)

1. <u>Stationäre Aufheizung von Plasmen hoher Dichte</u>	56
1.1 Wasserstoffbogen im Magnetfeld	56
1.2 Untersuchung verschiedener Möglichkeiten zur weiteren Aufheizung des Wasserstoffbogens	56
1.3 Besetzung der diskreten Energieniveaus in einem stationären nicht-thermischen Wasserstoffbogen	59
1.4 Geschwindigkeitsmessung durch Anfärben eines Plasmastrahles	60
1.5 Dopplertemperatur am Wasserstoffbogen	60
2. <u>Magnetoplasmadynamik</u>	60
2.1 Überblick	60
2.2 Theoretische Untersuchungen der Stromverteilung und des inneren Widerstandes in MHD-Generatoren	61
2.3 Experimentelle Bestimmung der Stromdichteverteilung in einem simulierten MHD-Generator	62
2.4 MHD-Generator mit segmentierten Elektroden im geschlossenen Kreislauf	62
2.5 Messungen der Elektronentemperatur und der elektrischen Leitfähigkeit in einem Argon-Kalium-Plasma bei gekreuzten, elektrischen und magnetischen Feldern	63
2.6 Messungen der Elektronentemperatur und der elektrischen Leitfähigkeit in einem Argon-Kalium-Plasma ohne Magnetfeld	64
2.7 Leitfähigkeits- und Elektronentemperaturmessungen in einem Argon-Kalium-Plasma, insbesondere in niedrigem Strombereich bei verschiedenen Gastemperaturen und Drucken	65
2.8 Edelgas-MHD-Generator ohne Alkali-Zusatz	65
3. <u>Stoßwellenexperimente, Probleme nichtstationärer MHD-Konversion, Plasmaeinschuß</u>	66
3.1 Untersuchungen an T-Rohren	66
3.1.1 Interferometrische Untersuchungen	66
3.1.2 Mikrowellenuntersuchungen	66
3.1.3 Magnetfeldsondenmessungen	68
3.2 Wechselwirkung zwischen Membranrohrstoßwellen und Magnetfeldern	68
3.2.1 Theoretische Überlegungen zur Wechselwirkung von Stoßwellen mit Magnetfeldern	69
3.2.2 Messungen an den unbeeinflussten Stoßwellen	69
3.2.3 Untersuchungen der Wechselwirkung Stoßwelle - Magnetfeld	70
3.2.4 Diagnostik	71
3.3 Plasmaeinschuß	71

	Seite
4. <u>Mikrowellen</u>	72
4.1 Anregung von Plasmawellen	72
4.2 Streuung elektromagnetischer Wellen an Plasmazyllindern	72
4.3 Fortpflanzung langsamer Wellen längs einer Plasmasäule	72
4.4 Ausbreitung dämpfungsarmer Mikrowellen in einem linearen Theta Pinch	73
4.5 Ausstrahlung von Harmonischen der Elektronen-Gyrostrahlung	73
4.6 Zeitaufgelöste Messung der Emission von Harmonischen der Elektronen-Gyrofrequenz	74
4.7 Anwendung der Mikrowellentechnik auf physikalisch-chemische und biochemische Fragen	74
5. <u>Eieruhr</u>	75
<u>THEORIE (PROF. DR. SCHLÜTER)</u>	
1. <u>Gleichgewicht zwischen Plasma und Magnetfeld</u>	78
1.1 Axialsymmetrische magnetohydrostatische Gleichgewichte	78
1.2 Toroidale Einschliefung bei kleinem Rotationstransformationswinkel	78
1.3 Ebene Gleichgewichte mit Innenfeld	78
2. <u>Stabilität</u>	79
2.1 M+S Torus	79
2.2 LIMPUS-Konfiguration	79
2.3 Austausch	79
2.4 Endliche Gyroradien	79
2.5 Minimum-B-Stabilisierung der universellen Instabilität	80
2.6 Ohm'sche Dämpfung magneto-akustischer Wellen	80
2.7 Longitudinalwellen im Magnetfeld	80
3. <u>Plasmadynamik</u>	80
3.1 Numerische Rechnungen zum Thetapinch	80
3.2 Toroidaler Thetapinch	81
3.3 Stoßwellen	81
3.4 Ebene Modelle von MHD-Generatoren	81
4. <u>Wellen und Strahlung</u>	81
4.1 Gyroresonanzheizung	81
4.2 Streuung elektromagnetischer Wellen an Plasmazyllindern	83
4.3 Nichtlineare Plasmaoptik	83
4.4 Wechselwirkung von Laserstrahlung mit Plasmen	84
4.5 Nichtlineare Lichtstreuung	84
5. <u>Mikroskonische Theorie</u>	84
5.1 Testteilchentheorie	84
5.2 Korrelationsfunktionen im Nicht-Gleichgewicht	85
5.3 Quasilineare Theorie	85
5.4 Landau-Lösungen	85

	Seite
5.5 Änderung der adiabatischen Invariante	85
5.6 Stochastische Diffusion in toroidaler Geometrie	86
5.7 Transportkoeffizienten	86
6. <u>Angewandte Mathematik</u>	86
6.1 Numerische Berechnung von Magnetfeldern	86
6.2 Knudsen-Strömung	87
6.3 Numerische Analysis	87
6.4 Rechenanlage	88
<u>ABTEILUNG TECHNIK (DIPL.-ING. K.H. SCHMITTER)</u>	89
1. <u>Gruppe Projektierung</u>	89
2. <u>Gruppe Konstruktion</u>	93
3. <u>Gruppe Hochspannungstechnik</u>	93
3.1 Arbeiten im Zusammenhang mit der 2,6 MJ-Batterie	93
3.2 Turbulenzbatterie	94
3.3 500 kJ-Batterie	96
3.4 Kondensatorbatterie mit Schaltstufe für 1,5 MW Impulsgenerator	96
3.5 Zünden von Höchstspannungsfunkenstrecken mittels Lichttriggerung	96
3.6 Weitere Arbeiten	96
4. <u>Gruppe Elektronik</u>	97
4.1 Netzgeräte	97
4.1.1 34 kV-Ladegerät	97
4.1.2 Stromstabilisator	97
4.1.3 Geregelttes Transistor-Netzgerät	97
4.1.4 Spannungsstabilisierung einer 150 kV-Hochspannungsanlage	98
4.2 Meßgeräte - Meßverstärker	98
4.2.1 Erdfreier logarithmischer Gleichstromverstärker	98
4.2.2 Temperaturregler	98
4.2.3 Multiplier Verstärker	98
4.2.4 Heliumstand-Meßgerät	98
4.2.5 Elektronische Sondensteuerung für einen elektrolytischen Trog	98
4.2.6 HF-Leistungsbreitbandverstärker	98
4.2.7 Impedanzwandler für den Tektronix-Oszillographen 519	98
4.2.8 Stoßspannungseinschub für Tektronix-Zweistrahlloszillograph	99
4.3 Impulstechnik	99
4.3.1 Zeitverzögerungsgeräte	99
4.4 Überwachungsgeräte	99
4.4.1 Hochspannungsschnellabschaltung	99
4.4.2 Notabschaltung eines Duoplasmatrons	99
4.5 Bildwandler	99
4.5.1 Universal-Bildwandler EL 085	99
4.5.2 Bildwandler mit EEV-Röhre P 829 A	100
4.6 Rubin-Laser	100
4.6.1 Laser-Kopf für Stickstoffkühlung	100

	Seite
4.6.2 Laserkopf mit Wasserkühlung	100
4.6.3 Zweistufiger Rubin-Laser	100
4.7 Sonstige diagnostische Geräte	100
4.7.1 Ortungsverfahren der Normalübergänge an supraleitenden Spulen	100
4.8 1,5 MW-Sender	100
4.9 Service	100
5. <u>Gruppe Magnetfeldtechnik</u>	101
5.1 Magnetfeld-Berechnung	101
5.2 Stationäre Magnetfelder	101
5.3 Eieruhr-Magnetfeld (Abtlg. 3)	102
5.4 Impulsfeld für Supraleitungsexperimente	102
5.5 MIN-B-Feld (Helios) (Abtlg. 2)	102
5.6 Supraleitende Magnetfeldspulen	102
5.7 Magnetfeld-Meßtechnik	103
5.8 Turbulenzexperiment (Abtlg. 1)	103
5.9 Weitere Aufgaben	104
6. <u>Gruppe Vakuumtechnik / Technologie</u>	104
6.1 Apparatur für Diffusionsmessungen unter extrem reinen Bedingungen	104
6.2 UHV-Pumpstand für Cs-Plasma	104
6.3 Ventilblock für automatische N <sub>2</sub> -Nachfüllvorrichtung	105
6.4 Einrichtungen zum Fördern und automatischen Nachfüllen von flüssigem Stickstoff sowie zur Kontrolle des Flüssigkeitsstandes in 100 l-Vorratsbehältern	105
6.5 Gehäuse für Zweikammer-Druckfunkenstrecke	105
6.6 Gießformen für das Vergießen von Ladeklemmen an Kondensatoren	105
6.7 Aufbringen einer mattschwarzen Schicht auf Weißblechstreifen	105
6.8 Hartlötverbindungen zwischen Tantal und Wolfram	106
6.9 Sonstige Arbeiten	106
7. <u>Gruppe Installationstechnik</u>	107
7.1 Ladegeräte	107
7.2 Inbetriebnahmen	107
7.3 Projektierungsarbeiten	107
7.4 Sonstiges	107
8. <u>Gruppe Technisch-Physikalische Randgebiete</u>	108
8.1 Tieftemperaturtechnik	108
8.2 Tieftemperaturphysik	108
8.3 Optik	108
9. <u>Gruppe Chemie</u>	108
9.1 Fertigungsaufträge	108
9.2 Entwicklungsaufträge	108
9.3 Projekte	109
10. <u>Zentralwerkstätten</u>	109
10.1 Mechanische Werkstätten und Schreinerei	109

10.2	Zentrale Elektrowerkstatt	Seite 111
10.3	Zentrale Elektronikwerkstatt	111
<u>GESCHÄFTSFÜHRUNG UND VERWALTUNG</u>		113
1.	<u>Personelle Entwicklung</u>	113
2.	<u>Baumaßnahmen</u>	113
3.	<u>Organisatorische und finanzielle Entwicklung</u>	116
<u>Veröffentlichungen</u>		121
<u>Laborberichte</u>		128

EINLEITUNG

Das Institut für Plasmaphysik hat die Aufgabe, die Physik des Plasmazustandes der Materie experimentell und theoretisch zu untersuchen. Dabei ist seine Tätigkeit besonders darauf gerichtet, zur Klärung der physikalischen Voraussetzungen zur kontrollierten Energieerzeugung aus thermonuklearer Fusion beizutragen, da es bekannt ist, daß diese Probleme im Bereich der Plasmaphysik liegen. Dazu kommen insbesondere noch Fragen, die mit der Verwendung eines Plasmas in sog. magnetohydrodynamischen Generatoren zusammenhängen.

Das Institut besteht aus drei experimentellen Abteilungen, der Abteilung Theorie, der Abteilung Technik, der Zentralwerkstatt, der Abteilung Verwaltung und Allgemeine Dienste. Es wird in den Fragen des wissenschaftlichen Programms und seiner Durchführung durch die Wissenschaftliche Leitung geleitet, der die fünf Abteilungsdirektoren als aktive Mitglieder angehören. Die Geschäftsführung der GmbH hat zwei Mitglieder, die eng mit der Wissenschaftlichen Leitung zusammenarbeiten. Im übrigen folgen die Leitung und die Verwaltung des Institutes den Grundsätzen der Max-Planck-Gesellschaft. Zwischen dem Institute und Euratom besteht ein Assoziationsvertrag, nach dem das Personal des Institutes und die in ihm tätigen Euratom-Bediensteten eine gemeinsame Forschungsgruppe bilden. Das Institut nimmt an den Arbeiten der "Groupe de Liaison" teil, die für eine Abstimmung der Arbeiten der verschiedenen Euratom-Assoziationen auf dem Gebiet der Plasmaphysik Sorge trägt.

Wie in den vergangenen Jahren besteht die Hauptaufgabe der Fusionsforschung in der Untersuchung der Möglichkeit, ein Gas (Plasma) aus schwerem Wasserstoff so lange auf einer Temperatur von etwa 100 000 000 Grad zu halten, daß ein genügender Teil der Atomkerne energieliefernde Reaktionen erfährt, und dabei nicht mehr Energie zu verbrauchen, als von diesen Reaktionen geliefert wird. Obwohl in dem Berichtszeitraum Fortschritte insbesondere bei dem wesentlichen Problem einer möglichen stabilen Einschließung gemacht wurden, ist dieses Ziel noch weit entfernt und wird auch in den nächsten Jahren kaum erreicht werden können.

Die wesentliche Aufgabe der Experimentellen Abteilung 1 (Leitung Prof. Dr. E. Fünfer) war auch im Berichtsjahr die Aufheizung und der Einschluß von Plasmen durch schnelle magnetische Kompression im sog. Theta-Pinch. Wesentliche Fortschritte wurden vor allem durch den Einsatz der Anlage ISAR I erzielt, die einen schnellen Energiespeicher von maximal 2,6 MJ besitzt und Anfang des Berichtsjahres in Betrieb genommen wurde. Durch die Entwicklung einer Vorionisierung durch einen schnellen Stromstoß entlang der Achse des Entladungsgefäßes (z-Pinch) gelang es, Plasmen relativ geringer Dichte und relativ hoher Reinheit sicher zu zünden. Bei einer Energie von 1,5 MJ wurden Ionentemperaturen bis zu 5,3 keV erreicht. Die Einschlußzeit betrug etwa  $10^{-5}$  sec und wurde begrenzt durch die Verluste aus den Enden des 1,5 m langen Entladungsgefäßes. Sie entsprach zugleich etwa der Zeit, über die das Magnetfeld aufrecht erhalten werden konnte. Es wurden eine relativ langsame Verlagerung des komprimierten Plasmas aus der Rohrachse, jedoch keine sichtbaren Instabilitäten beobachtet. Besonderes Gewicht wurde auf die Entwicklung von Verfahren zur Messung der physikalischen Eigenschaften dieses Plasmas verwendet. Dabei brachte die Methode der Streulichtmessung wichtige Fortschritte. Als Lichtquelle wurden gepulste Rubinlaser mit Leistungen bis zu einigen 100 MW eingesetzt. Durch Einführung eines Vielfachspaltes aus Glasfaserbündeln konnte eine gleichzeitige Messung aus sieben Bereichen des Streulichtspektrums durchgeführt werden. Bei den vorliegenden Temperaturen und Dichten

und dem benutzten Streuwinkel wirkten die Elektronen des Plasmas nicht mehr als einzelne Streuer (Thomson-Streuung) sondern Korrelationseffekte zwischen den Elektronen begannen sich auszuwirken und machten diese wichtigen Eigenschaften beobachtbar. So konnte erstmals das Auftreten der vorhergesagten Satellitenlinien gezeigt werden. Gleichzeitig konnten auch die Zentrallinien nachgewiesen, wenn auch nicht spektral aufgelöst werden. Die Weiterentwicklung dieses Verfahrens, die notwendig war, um auch die Eigenschaften der Ionen zu messen, wurde in Angriff genommen. Dabei muß unter sehr kleinem Streuwinkel die gestreute Linie spektral aufgelöst werden. Vorversuche haben gezeigt, daß es damit möglich ist, sowohl die Ionen- und Elektronentemperatur als auch die Elektronendichte zu bestimmen.

Mit der Übernahme der Gruppe aus dem Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, die sich dort unter der Leitung von Dr. G. von Gierke mit toroidalen Theta-Pinch-Untersuchungen befaßt hatte, wurde das Programm auf solche ringförmigen Anordnungen erweitert. Die Fortführung der Versuche, die von dieser Gruppe im Bereich relativ niedriger Temperaturen den Bedingungen des Gleichgewichts und der Stabilität von sog. M+S-Konfigurationen gegolten hatten, wurden nicht unmittelbar fortgesetzt, da zunächst Vorfragen über den Einfluß von gekrümmten Magnetfeldlinien auf die Stabilität und den Ablauf der dynamischen Prozesse in heißen Plasmen in gestreckten Anordnungen untersucht werden sollten. Es wurde jedoch eine besonders schnelle 500 kJ-Batterie entwickelt, die nach ihrer Fertigstellung die Fortsetzung der Versuche in M+S und anderen toroidalen Geometrien gestatten wird. Neben der M+S-Konfiguration, die geschlossene toroidale Druckflächen besitzt, wurde eine Konfiguration entwickelt, bei der Gleichgewicht und Stabilität durch Überlagerung eines reinen Torusfeldes und eines toroidalen Hexapolfeldes erreicht werden sollten. Diese Versuche wurden bis jetzt ebenfalls im Bereich niedriger Plasmatemperaturen durchgeführt und konnten daher noch keinen eindeutigen Aufschluß über den Mechanismus des Plasmaverlustes bieten. Die Ausdehnung dieser Versuche auf höhere Temperaturen wurde daher vorbereitet.

Die wichtigsten Ergebnisse der Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 2 (Leiter Dr. G. v. Gierke) wurden im Berichtsjahr von der Arbeitsgruppe "Toroidale Einschließungen" erzielt. Diese wurde vom Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik übernommen, führte aber ihre Arbeiten noch im Gebäude dieses Institutes durch. Gegenstand der Untersuchungen war das Verhalten von Cäsiumplasmen, die durch Kontaktionisation in einer Anordnung vom Typ des Stellarators und in einem Oktopolrtorus erzeugt wurden. Frühere Versuche in dem Stellarator hatten ergeben, daß die Teilchen das Volumen schneller verließen als man auf Grund der elektrischen Leitfähigkeit berechnet hatte. Da vermutet werden konnte, daß dies mit den Eigenschaften des zur Einschließung verwendeten Magnetfeldes vom Typ  $\ell = 3$  zusammenhing, wurde nunmehr im Stellarator der Windungstyp  $\ell = 2$  verwendet und zugleich die rotationssymmetrische Oktopolanordnung mit vier Innenleitern aufgebaut und in Betrieb genommen. Die Messungen zeigten, daß in diesen Anordnungen unter gewissen physikalischen Bedingungen die beobachtete Lebensdauer des Plasmas mit der Annahme der durch die elektrische Leitfähigkeit bedingten sog. klassischen Diffusion verträglich waren, wobei die Hauptursache der Teilchenverluste in den Oberflächen der Stützen lagen, die in das Plasma hineinragten. Die Vorzüge des durch Kontaktionisation erzeugten Alkaliplasmas wurden auch in anderen Versuchen in einfacheren Geometrien benutzt, um das Verständnis des Plasmas, insbesondere sein Verhalten in der Emitterschicht, und die diagnostischen Verfahren, insbesondere durch Vergleich von Spektroskopien und Sondenmessungen zu vertiefen. Weiter wurden die Eigenschaften longitudinaler Plasmaschwingungen von sog. Bernstein-Wellen und die von Harmonischen der Elektronen gyrofrequenz weiter untersucht. Von den Arbeiten über die Wechselwirkung zwischen Strahlen geladener Teilchen und Plasmen konnte der Fall des Elektronenstrahles zu einem ge-

wissen Abschluß gebracht werden, während die Ionenstrahlversuche in das Experimentierstadium traten. Die Möglichkeiten und Schwierigkeiten des HELIOS-Projektes, in dem ein Plasma in einem Spiegelmagnetfeld durch Kombination von Elektronen- und Ionengyroresonanzstrahlung aufgeheizt werden sollte, wurden intensiv diskutiert. Gegen Ende des Berichtsjahres wurde beschlossen, die entsprechend notwendigen, recht umfangreichen Versuche nicht zu unternehmen, sondern zunächst Vorversuche nur mit Ionengyroresonanzheizung vorzubereiten. Die Arbeiten der Gruppe "Oberflächenphysik" wurden fortgesetzt und erweitert. Sie betrafen vor allem Messungen zur Zerstäubung fester Körper unter Ultrahochvakuum-Bedingungen, die Feldemission, das Zweikammer-Manometer und die dynamischen Massenspektrometer.

Die Arbeiten der Experimentellen Abteilung 3 (Leiter Prof. Dr. R. Wienecke) wurden im Berichtsjahr durch den Umzug in ein neues Gebäude und durch die Übernahme von zwei Arbeitsgruppen aus dem Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik erheblich beeinflusst und zum Teil unterbrochen. Die Arbeiten zur Physik von Plasmen, die durch Ohm'sche Wärme quasistationär aufgeheizt werden, wurden sowohl in strömenden stationären Wasserstoffplasmen der BOGEN-Gruppe als auch in der sog. "EIERUHR" fortgesetzt. In beiden Entladungstypen befand sich das Plasma in einem im wesentlichen achsenparallelen äußeren Magnetfeld. Im Bogenplasma standen die systematischen Messungen von Temperatur, Dichte und Geschwindigkeit im Mittelpunkt. Daneben wurden theoretische Überlegungen über die Möglichkeit zur weiteren Aufheizung angestellt. Es stellte sich heraus, daß bei Temperaturen oberhalb 100 000 Grad die axiale Wärmeleitung, die im Gegensatz zur radialen Wärmeleitung nicht von dem Magnetfeld beeinflusst wird, als Verlustmechanismus wichtig wird, aber durch Verlängerung des Bogens auf 1 - 2 m soweit reduziert werden kann, daß dann Temperaturen von etwa 500 000 Grad erreichbar werden sollten. Überlegungen zur Bestimmung der erreichbaren Heizrate durch den Gyrorelaxationseffekt ergaben, daß sie auch in diesem Parameterbereich noch keinen wesentlichen Beitrag zu leisten vermag. Die Gruppe "EIERUHR" setzte die Untersuchung dieser Entladung durch Messung der Potentialverteilung der azimuthalen Ströme fort. Die radiale Elektronendichteverteilung wurde durch Messung der Faraday-Drehung bestimmt. Die Messung der Intensitäten von O V und O VI-Linien bestätigte, daß die Temperaturen oberhalb von 200 000 Grad das Temperaturmaximum ergaben.

Die Untersuchungen an nicht-stationären Stoßwellen mit einem Mach-Zehnder-Interferometer und mit Mikrowellen wurden abgeschlossen. Sie brachten ein detailliertes Bild vom Mechanismus dieser Vorgänge. Das hierzu entwickelte Mikrowelleninterferometer hoher räumlicher Auflösung wird auch für andere Meßzwecke in der Plasmaphysik von Nutzen sein. Das Membran-Stoßwellenrohr wurde zur Untersuchung der Wechselwirkung von Stoßwellen mit Magnetfeldern in Betrieb genommen. Bei ersten Messungen konnten bei der Wechselwirkung von Stoßwellen mit einem stationären Magnetfeld von 4 kG, dessen Feldlinien senkrecht zur Stoßwellenrichtung verliefen, Ströme bis zu 8 000 A in außen kurz geschlossenen Elektroden erzeugt werden. Ein Versuchsaufbau für eine Plasmaströmung mit hohem  $\beta$  längs eines stationären Magnetfeldes wurde begonnen.

Die ebenso wie die Gruppe "EIERUHR" vom Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik übernommene Arbeitsgruppe für Mikrowellenphysik wurde durch den Umzug für längere Zeit behindert. Sie beschäftigte sich mit der Anregung von Plasmawellen, der Ausbreitung von Wellen in einem Plasma und mit der Emission von Harmonischen der Elektronengyrofrequenz.

Theoretische Untersuchungen wurden in allen Abteilungen des Institutes durchgeführt, da die Probleme der Plasmaphysik nur selten eine Lösung durch Experimente ohne eingehende theoretische Vorklärung vor einem Experiment und ohne intensive Analyse der erhaltenen Meßwerte möglich ist. Ein großer Teil der Arbeiten der Abteilung Theorie (Leitung Prof. Dr. A. Schlüter) erfolgt daher in enger Zusammenarbeit mit Mitgliedern der anderen Abteilungen. Dies gilt für die umfangreichen Untersuchungen zur Gyroresonanzheizung der Elektronen und Ionen in inhomogenen Feldern, die im Zusammenhang mit dem Projekt HELIOS durchgeführt wurden; es gilt auch für die Arbeiten zum Gleichgewicht und zur Stabilität von Plasmen in toroidalen Anordnungen für Geometrien von der Art des Stellarators, vom M+S-Typ und für vereinfachte Modelle (LIMPUS); es gilt schließlich für die Berechnung von Zustandsgrößen in Bogenentladungen. Weitere Themen galten diagnostischen Verfahren, insbesondere denen, die durch die Verwendung von Lasern möglich geworden sind. Auch die umfangreichen Rechnungen zur Dynamik von Plasmen, die durch schnelle magnetische Kompression aufgeheizt werden, wurden im engen Kontakt mit den experimentellen Ergebnissen und Planungen weitergeführt. Die Untersuchungen zur mikroskopischen Plasmatheorie - kinetische Gleichungen, Korrelationen, Mikroinstabilitäten - erforderten wegen der inhärenten Komplikationen meist soviel Abstraktion, daß ein unmittelbarer Zusammenhang mit bestimmten Experimenten nicht mehr immer gegeben war, obwohl in diesem Gebiete viele der entscheidenden Probleme der Fusionsphysik liegen.

Der größere Teil der Untersuchungen führte zu umfangreichen numerischen Rechnungen, die auf der elektronischen Rechenanlage IBM 7090 des Institutes durchgeführt wurden. Dies erforderte vielfach eigene Untersuchungen, um stabile und genügend genaue numerische Verfahren zu entwickeln. Ein eigenes Betriebssystem für den Verbund IBM 7090 - IBM 360/30 wurde vorbereitet.

Eine Dokumentation der Arbeiten auf dem Gebiet der Plasmaphysik, der damit in Zusammenhang stehenden Teile der Technik und der Vakuumphysik wurde in Angriff genommen.

In der Abteilung Technik (Leitung Dipl. Ing. K.H. Schmitter) war im Berichtsjahr die starke Zunahme von Aufgaben aus dem Bereich der schnellen Entladungsanlagen besonders auffallend. Gefördert durch Erfahrungen bei der Planung und Entwicklung, dem Bau und dem experimentellen Betrieb von "ISAR 1" wurde die Technik solcher Anlagen weiter verbessert. Insbesondere die 500 kJ-Batterie und die "Turbulenz" Batterie sind Beispiele dafür. Die 500 kJ-Batterie dürfte mit ihrer Entladungsfrequenz von annähernd 100 kHz die z.Z. schnellste Anlage dieser Größe sein. Für "ISAR 1" konnte das Problem einer Crowbarschaltung, die mit Funkenstrecken arbeitet, gelöst werden. Besonderer Wert wurde wiederum auf hohe Zuverlässigkeit gelegt, wobei der geringe für den nachträglichen Einbau der Crowbarschaltung zur Verfügung stehende Raum die Lösung des Problems erheblich erschwerte.

Die nicht an Aufträge direkt gebundenen Bemühungen auf dem Gebiet der schnellen Entladungsanlagen gingen in Richtung zu höheren Energiedichten. In diesem Zusammenhang wurden anorganische und organische Materialien auf ihre Eignung als Dielektrikum für Stoßstromkondensatoren mit hoher Energiedichte untersucht. Außerdem wurde die Weiterentwicklung von Funkenstrecken als Entladungsschalter und Crowbarschalter mit Nachdruck betrieben, um die Zuverlässigkeit zu erhöhen, den Arbeitsbereich der Spannung zu vergrößern und die Zeitstreuung und die Induktivität zu vermindern.

In der Magnetfeldtechnik wurden hauptsächlich Arbeiten für die Experimente "EIERUHR", "HELIOS" und die Lichtbogenexperimente der Abteilung 3 geleistet. Zunehmend wurden Aufgaben aus dem Bereich der stellaratorähnlichen Experimente an die Gruppe Magnetfeldtech-

nik herangetragen. Daneben widmete sich diese Gruppe in verstärktem Maße der technischen Grundlagenarbeit auf dem Gebiet der harten Supraleiter. Neue Methoden zur Prüfung des zur Verwendung gelangenden Drahtmaterials auf Homogenität des äußeren Kupferbelags und der Magnetisierungseigenschaften wurden entwickelt.

Die Gruppen Technologie und Vakuumtechnik entwickelten Standardgeräte (Heber, automatische Nachfülleinrichtungen für flüssigen Stickstoff, Kühlfallen, Pumpstände für HV und UHV). Von zunehmender Bedeutung waren metallographische Untersuchungen, die für die Mehrzahl der Arbeitsgruppen der Abteilung und darüber hinaus auch direkt für die experimentellen Abteilungen geleistet wurden. Die Arbeiten der Elektronikgruppe kamen praktisch allen Experimenten des Instituts zugute. Der in dieser Gruppe entwickelte Bildwandler fand auch außerhalb des Instituts größere Beachtung.

Über die mechanischen Zentralwerkstätten liefen Aufträge über insgesamt etwa 110.000 Stunden. 68 % dieser Fertigungszeit wurden in der Zentralwerkstätte geleistet. 32 % gingen an Fremdwerkstätten. In der Elektronikwerkstatt, die sich im wesentlichen der Fertigung der hier entwickelten Seriengeräte widmet, wurden im Berichtsjahr 239 Einheiten hergestellt. Die Fertigung von 344 weiteren Seriengeräten wurde an Fremdwerkstätten vergeben. Damit erreichte die Gerätefertigung während 1965 mehr als 50 % der Gesamtfertigung von Seriengeräten seit Bestehen des Instituts bis 1964. Seriengeräte im Gesamtwert von 327,787.60 DM wurden 1965 von der Elektronikwerkstatt an die Abteilungen des Instituts ausgeliefert. Im Laufe des Jahres wurde die zentrale Glasbläserei dem Betrieb übergeben. Sie ist z.Z. mit zwei Glasbläsern besetzt.

EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 1 (PROF. DR. FÜNFER)

1. Linearer Theta-Pinch

1.1 Einleitung

Mit Fertigstellung der Megajoule-Theta-Pinch Anlage (ISAR I) zu Beginn des Berichtjahres wurde ein großer Teil der Arbeitskapazität der Abteilung auf dieses Experiment konzentriert. Dem Fortgang der Arbeiten kam zugute, daß an der Anlage keine nennenswerten Störungen auftraten, und daß in den Vorjahren eine Reihe von spezifischen Diagnostikverfahren, z.B. differentialinterferometrische Messungen und  $90^\circ$ -Streuung von Laserlicht am Plasma, entwickelt worden waren. Die mit der Anlage erreichbaren Plasmadaten wurden für einen festen Bereich von Anfangsbedingungen bestimmt. Außerdem wurde mit Untersuchungen über die Endverluste und über den Einfluß des Verunreinigungsgrades und der Wärmeleitung auf die Elektronentemperatur begonnen. Die Verminderung der Verunreinigungen gelang durch Anwendung einer neuentwickelten Vorionisierungsmethode.

Es wurden 3 verschiedene Methoden zur Herstellung eines Vorionisierungsplasmas untersucht und die erhaltenen Plasmen näher geprüft.

Experimente zum Studium der Aufheizung und auch der Dynamik des Plasmas im Bereich höherer Anfangsdrücke (bei 0.1 Torr) wurden in den letzten Jahren an kleineren Anlagen (30 kJ) durchgeführt. Sie lieferten Plasmen mit Temperaturen der Größenordnung 100 eV und mit Dichten um  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , die zumindest in ihren Anfangsphasen Übereinstimmung mit den Ergebnissen der numerischen Dreiflüssigkeitsrechnungen zeigten. Messungen an ISAR I, am Theta-Pinch I und andernorts haben gezeigt, daß im Bereich niedrigerer Anfangsdichten ( $< 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) eine wesentlich höhere kinetische Energie der Teilchen erreicht werden kann. Die Eigenschaften solcher Plasmen (mit  $T_1$  bei 5-10 keV und  $n_{\text{max}} \leq 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ), besonders die Fragen der Thermalisierung und der Einstellung von Gleichgewichten gewinnen nun besonderes Interesse und sollen in nächster Zeit intensiver theoretisch und experimentell studiert werden.

Mit einer im Bau befindlichen, extrem schnellen Theta-Pinch-Batterie sollten nach Abschätzungen bei Fülldrücken von 10 m Torr,  $H_2$ , bereits in der 1. Kompression Ionenenergien der Größenordnung keV erreichbar sein. An einer weiteren Anlage wird, ausgehend von noch niedrigeren Anfangsdichten, geprüft bis zu welchen Anfangsdichten herauf stoßfreie Stoßwellen (Turbulenzheizung) zur Erzeugung eines Plasmas im Temperaturbereich von keV benutzt werden können.

Die Lebensdauer des Plasmas beim linearen Theta-Pinch wird bestimmt durch Plasmaverluste aus den Spulenden, durch Instabilitäten und Plasmadrift. Während die Beherrschung der Instabilitäten - zumindest der magnetohydrodynamischen Instabilitäten - durch richtige Wahl der Anfangs- und Randbedingungen möglich erscheint und auch die Drift durch geeignete Korrektur des einschließenden Feldes begrenzt werden kann, kommt der Verminderung der Endverluste entscheidende Bedeutung für die Brauchbarkeit des linearen Theta-Pinches zu. Die Lebensdauer des Plasmas im linearen Theta-Pinch wird deshalb für die nächsten Jahre in Konkurrenz zu den Ergebnissen an geschlossenen Konfigurationen (toroidaler Theta-Pinch) zu betrachten sein. Weiterentwicklungen zur Verminderung der Endverluste und zum Verständnis der Verlustmechanismen erscheinen auch deswegen sinnvoll, weil der lineare Theta-Pinch durch seine Einfachheit und durch leichten Zugang für diagnostische Messungen für physikalische Untersuchungen an sehr heißen und dichten Plasmen den meisten anderen Anordnungen überlegen ist.

Aus den genannten Gründen wurde mit Untersuchung der Endverluste zunächst im Bereich hoher Anfangsdichten begonnen. Die Versuche werden an einer 140 kJ-Anlage auch bei niederen Dichten fortgesetzt, mit dem Ziel, die Verluste zu reduzieren.

## 1.2 Megajoule-Theta-Pinch Experiment ISAR I

(C. Andelfinger, R. Chodura, G. Decker, D. Düchs, A. Heiss, H. Hermansdorfer, M. Keilhacker, B. Kronast, H.-J. Kunze, J. Sommer, M. Ulrich, H. Zwicker)

### 1.2.1 Einleitung

Mit den physikalischen Experimenten an ISAR I wurde im Januar 1965 begonnen und im Verlauf des Berichtsjahres 2250 Entladungen ohne nennenswerte Störungen an der Anlage durchgeführt. Die Entladungen wurden mit 0,34 MJ (ca. 75 %), mit 1 und 1,5 MJ betrieben. Die Energie kann bis 2,6 MJ gesteigert werden. Versuche mit dieser Energie wurden noch nicht durchgeführt.

Die Theta-Pinch-Spule hat eine Länge von 150 cm und einen Durchmesser von 10,6 cm. Das Quarzgefäß ist mit Glasfaserband zur Absorption der UV-Strahlung umwickelt.

Die Batteriedaten sind in nachfolgender Tabelle zusammengefaßt:

W MJ	0.34	1.0	1.5	2.67
U [kV]	25	25	30	40
I <sub>max</sub> [MA]	5.9	13.4	16	21.3
B <sub>max</sub> [kG]	49	110	133	178
C [μF]	1110	3330	3330	3330
L <sub>Bank+Coll.</sub> [nHy]	12.5	4.1	4.1	4.1
T/2 [μs]	15	19	19	19

Die bisherigen Experimente erstreckten sich im wesentlichen auf die Bestimmung der mit der Anlage erreichten Plasmadaten  $n_{e,i}$ ,  $T_e$ ,  $T_i$ ,  $\beta$  und Neutronenfluß. Ferner wurden Untersuchungen über die Endverluste und über den Einfluß des Verunreinigungsgrades auf die Elektronentemperatur  $T_e$  durchgeführt.

Als Fülldruck wurde für die meisten Experimente  $p_0 = 10^{-2}$  Torr Deuterium gewählt. Eine Untersuchung der Neutronenausbeute ergab bei diesem Druck höhere Werte als bei halbem bzw. doppeltem Fülldruck.

Die Entladungen mit 0,34 MJ dienten vor allem der Reinigung des Gefäßes. 2-3 derartige Entladungen zwischen den MJ-Schüssen ergaben reproduzierbare Ergebnisse bei diesen. Bei den MJ-Schüssen beobachtet man einen starken Anstieg des Füllgasdrucks nach der Entladung. Insbesondere in den späteren Halbwellen der Entladungen werden Verunreinigungen aus der Gefäßwand, u.a. Sauerstoff, freigesetzt. Mit dem atomaren Deuterium der Entladung bildet dieser  $D_2O$ , das sich an den Gefäßwänden niederschlägt. Die nachfolgenden Reinigungsschüsse beseitigen diese Wasserhaut, die bei dem 1. Reinigungsschuß einen sehr hohen Verunreinigungsgrad des Plasmas verursacht.

Alle Messungen wurden ohne zusätzliche  $B_{z0}$ -Felder vorgenommen.

### 1.2.2. Vorionisierung

Aus 2 Gründen wurde ein linearer  $\gamma$ -Pinch für die Vorionisierung gewählt:

- a) Die üblichen Theta-Pinch Vorentladungen bringen Spannungen an die Funkenstrecken der Hauptbatterie, so daß diese bei der gewählten knappen Einstellung der Funkenstrecken (Streuzeit  $< 20$  ns) mitgerissen würde, ehe ein Vorionisierungsplasma gebildet ist.
- b) Bei dem geringen Fülldruck von  $10^{-2}$  Torr zündet eine Theta-Pinch Vorionisierung ohne zusätzliche Maßnahmen unreproduzierbar erst in sehr späten Halbwellen.

Die z-Pinch Vorionisierung wurde zunächst mit einer Laufzeitkette von 1 Ohm Impedanz betrieben. Sie lieferte bei 35 kV Ladespannung einen Stromimpuls von 16 kA und 10  $\mu$ s Dauer. Die Hauptentladung wurde im "afterglow" der Vorentladung, 20  $\mu$ s nach Entladungsbeginn gezündet. Zu diesem Zeitpunkt ist kein azimuthales Magnetfeld mehr im Plasma. Die Elektronentemperatur beträgt dann ca. 0,5 eV, der Ionisierungsgrad etwa 20 %. Es zeigte sich, daß diese Entladung instabil ist, noch während des Stromimpulses die Wand berührt und dort Verunreinigungen freimacht. Mit dieser Vorentladung wurde in der 1. Halbwelle der Hauptentladung ein Sauerstoffgehalt von etwa 3 % festgestellt. Da dennoch Ionentemperaturen von einigen keV bestimmt wurden, wurde diese Vorionisierung zunächst beibehalten.

Im November und Dezember wurde eine verbesserte z-Pinch Vorionisierung eingesetzt, deren Details an anderer Stelle in diesem Bericht beschrieben werden. Dieser z-Pinch wird mit einem Marx-Generator betrieben, der eine Spannung von 120 kV und eine Energie von 240 Joule abgibt. Die 1. Halbwelle der Entladung dauert 1  $\mu$ s und die weiteren Halbwellen werden durch in Serie geschaltete Thyrit-Widerstände unterdrückt.

Hier soll nur auf die wesentlichen Änderungen eingegangen werden, die sich mit der neuen Vorionisierung bei der Hauptentladung zeigen. Diese wird 0,5  $\mu$ s nach dem Ende des z-Stromes gezündet. Zu diesem Zeitpunkt ist das Vorionisierungsplasma wieder expandiert.

Die verbesserte Vorionisierung hat folgende Auswirkungen:

- a) Der Sauerstoffgehalt in der 1. Halbwelle der Hauptentladung ist auf 1/10 (0,2 - 0,4 %) reduziert. Dadurch wurde die Ionentemperatur um 30 - 60 % erhöht. Der verringerte Sauerstoffgehalt ist damit zu erklären, daß während des kurzen Stromimpulses keine instabilen Plasmabereiche die Wand berühren. Der Einfluß auf die Elektronentemperatur ist noch nicht geklärt.
- b) Die 1. max. Kompression der Hauptentladung erfolgt bei gleichen Parametern der Hauptbatterie (1 MJ) mit der alten Vorionisierung schneller (400 ns) als mit der verbesserten (480 ns). Hierzu ist zu bemerken: Bei der alten Vorentladung wurde die Hauptbatterie im "afterglow" gezündet. Durch Wandrekombination nimmt die Ladungsträgerverteilung zur Wand hin ab. Bestimmungen der in der Plasmasäule der Hauptentladung vorhandenen totalen Teilchenzahl  $N_{tot}$  ergaben nur 60 - 90 % der dem Fülldruck entsprechenden Teilchenzahl, d.h. es bleiben Teilchen, Neutralgas oder erst spät gebildete Ladungsträger außerhalb der eigentlichen Plasmasäule

Somit ist insbesondere in den äußeren Ringzonen weniger Masse zu beschleunigen.

Bei der neuen Vorionisierung ist, entsprechend Dichtemessungen an einer ähnlichen Anlage, zufolge der Expansionsphase des Plasmas in Wandnähe ein Dichtemaximum der Ladungs-

träger zu erwarten. Es ist also bereits in den äußeren Ringzonen eine größere Masse zu beschleunigen. Bisherige Bestimmungen von  $N_{\text{tot}}$  deuten auch auf einen höheren Mitnahmefaktor hin. Beides bewirkt eine Verlängerung der Kompressionszeit.

### 1.2.3 Aufheizung des Plasmas

Über den zeitlichen Ablauf des Aufheizvorganges liegen noch keine sehr detaillierten Kenntnisse vor. Insbesondere war es bisher nicht möglich, die Anfangsphase der Aufheizung genau zu untersuchen. Die Elektronen sollen im wesentlichen durch Ohm'sche Heizung und adiabatische Kompression, die Ionen durch schnelle radiale Kompression und anschließende langsamere adiabatische Kompression aufgeheizt werden. Für eine vor der schnellen Kompression zur Achse laufenden Stoßwelle liegen keine experimentellen Anzeichen vor. Zwar wird bei "end-on"-Schmieraufnahmen vor der Plasmafront eine Leuchtfrent beobachtet, die nach ca. 180 ns die Achse erreicht. Es dürfte sich hierbei um einen Ionisierungs- und Anregungsvorgang noch vorhandenen Neutralgases handeln. Eine magnetohydrodynamische Behandlung der Anfangsphase des hier beschriebenen Theta-Pinches ergibt zu diesem Zeitpunkt eine auf der Achse einlaufende Elektronentemperaturwelle, die Ionisierung und Anregung verursachen kann. Dieselbe Beobachtung wurde bei General Electric gemacht.

Zündet man die Hauptentladung im Dach des z-Stromimpulses der Vorentladung, dies ergibt einen hohen Ionisierungsgrad zu Beginn der Hauptentladung, so verschwindet dieser Vorläufer.

#### a) Bestimmung der Elektronentemperatur $T_e$ :

Die Elektronentemperatur der Hauptentladung wurde durch Röntgenabsorptionsmessungen und Laserstreuemessungen bestimmt.

Für die Röntgenabsorptionsmethode wurden 4 Szintillationszähler mit 4 verschiedenen Absorbern verwendet. Alle Zähler sahen das ganze Spulenvolumen. Wegen der Drift der Plasmasäule in Richtung zum Kollektorschlitze war es nicht möglich, einen bestimmten Plasmaquerschnitt auszublenden. Eine meßbare Röntgenintensität ergab sich ab  $3 \mu\text{s}$  in Form einer Glockenkurve mit ihrem Maximum bei ca.  $7 \mu\text{s}$ .

Die damit bestimmten Maximaltemperaturen scheinen vom Verunreinigungsgrad des Plasmas abzuhängen.

Ein Vergleich mit magnetohydrodynamischen Rechnungen ist nicht möglich, da die Rechnungen auf  $1 \mu\text{s}$  beschränkt sind. Die radialen Plasmaschwingungen erstrecken sich über  $1,5 - 2 \mu\text{s}$ , d.h. so lange findet noch Austausch zwischen kinetischer Energie des Plasmas und Feldenergie statt. Eine weitere adiabatische Rechnung hängt empfindlich von dem Zeitschnitt ab, bei dem die hydrodynamische Rechnung abgebrochen und die adiabatische begonnen wird.

In dem Zeitintervall  $1 - 2 \mu\text{s}$  wurde  $T_e$  aus der spektralen Verteilung des gestreuten Laserlichtes bestimmt. Das Streulicht wurde im Spulenzentrum unter einem Winkel von  $90^\circ$  gemessen. Bei den zu erwartenden Dichten und Temperaturen ist der charakteristische Streuparameter  $d \ll 1$ , d.h. das Streuspektrum hat eine Gaussverteilung. Mit einer 8-Kanal Empfängereinrichtung wurde das Spektrum jeweils mit einer Entladung bei einem Zeitpunkt (Triggerzeitpunkt des Q-Switch Lasers) aufgenommen. In dem genannten Zeitintervall wurden Elektronentemperaturen im Bereich  $100 - 200 \text{ eV}$  bei  $3\%$   $\text{O}_2$ -Gehalt gemessen. Zu späteren Zeitpunkten war die Messung nicht möglich, da dann

das Plasma aus dem Laserstrahlengang heraus driftet. Der Temperaturanstieg mit der Zeit war geringer als der einer adiabatischen Aufheizung ohne Berücksichtigung von Wärme- oder Strahlungsverlusten.

b) Bestimmung der Iontemperatur  $T_i$ :

Die Iontemperatur wurde indirekt aus der radialen Dichteverteilung und dem Neutronenfluß bestimmt. Dabei wurde vorausgesetzt, daß die Ionenenergie eine vom Radius unabhängige Maxwell-Verteilung hat. Die radiale Dichteverteilung wurde einmal mit einem Differentialinterferometer "end-on" gemessen, zum anderen "side-on" aus der Kontinuumstrahlung des Plasmas die Mitte-Rand-Verteilung und über die Abelsche Integralgleichung die radiale Dichteverteilung bestimmt. Berücksichtigt man bei der Kontinuumstrahlung den von den Verunreinigungen herrührenden Anteil, so stimmen die mit beiden Methoden gewonnenen Profile recht gut überein. Abb. 1 zeigt das Dichteprofil einer 1 MJ entladung für die Zeitschnitte 4 und 8  $\mu\text{sec}$ .

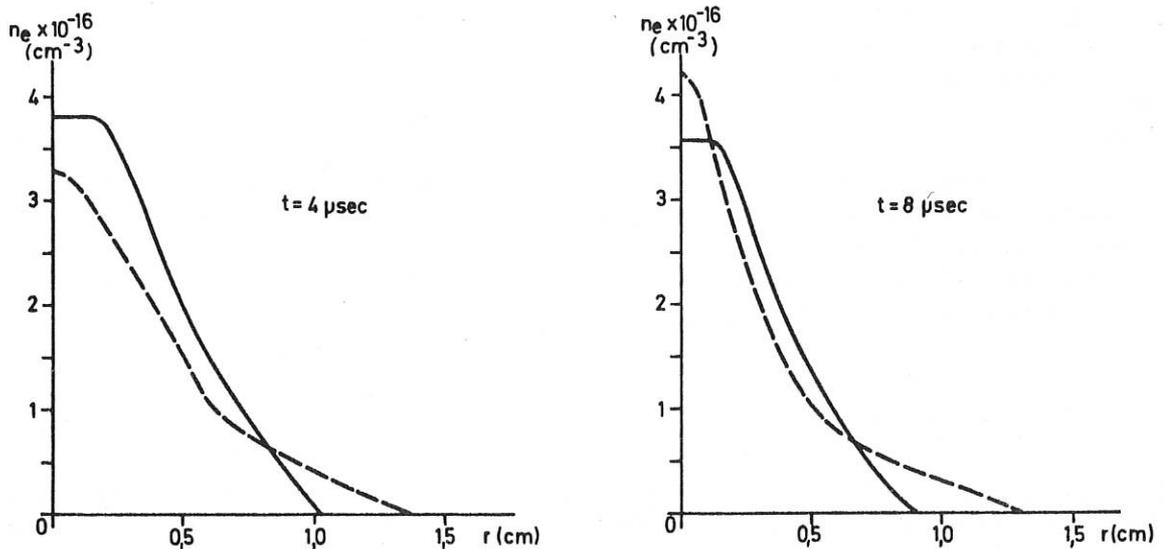


Abb. 1: Dichteprofile nach 4 und 8  $\mu\text{sec}$  bei 0,3 % (ausgezogene) und 3 % (gestrichelte Kurve) Sauerstoffgehalt in der Entladung.  
Batterieenergie 1,5 MJ  
Fülldruck  $P_0 = 10^{-2}$  Torr,  $D_2$ .

Die Neutronenausbeute wurde zeitintegriert mit einem Silberzähler, die zeitliche und axiale Verteilung mit Szintillationszählern gemessen. Die Neutronenausbeute betrug in der 1. Halbwelle bei 1,5 MJ  $1 - 2 \times 10^{10}$  Neutronen.

Die mit diesen Daten aus dem Fusionsquerschnitt bestimmten Iontemperaturen ändern sich proportional dem äußeren Magnetfeld. Dies entspricht der adiabatischen Aufheizung eines Gases mit 2 Freiheitsgraden. Da beim Theta-Pinch die Kompression nur in radialer Richtung erfolgt und die Stoßzeiten der Ionen bei Energien um 1 keV bei  $n = 10^{16}$  ca.  $5 \mu\text{s}$  betragen, wird in der Beobachtungszeit von etwa  $10 \mu\text{s}$  kaum Energie in den 3. Freiheitsgrad transferiert. Abb. 2 zeigt das Beispiel einer 1,5 MJ Entladung (mit 3 %  $\text{O}_2$ ) mit einer max. Iontemperatur von 3,8 keV. Extrapoliert man zurück zum Zeitpunkt der 1. Plasmakompression, so erhält man  $T_i \approx 250 \text{ eV}$ . Dies entspricht aber auch der kinetischen Energie der Ionen, die sie bei der schnellen Kompression aufnehmen.

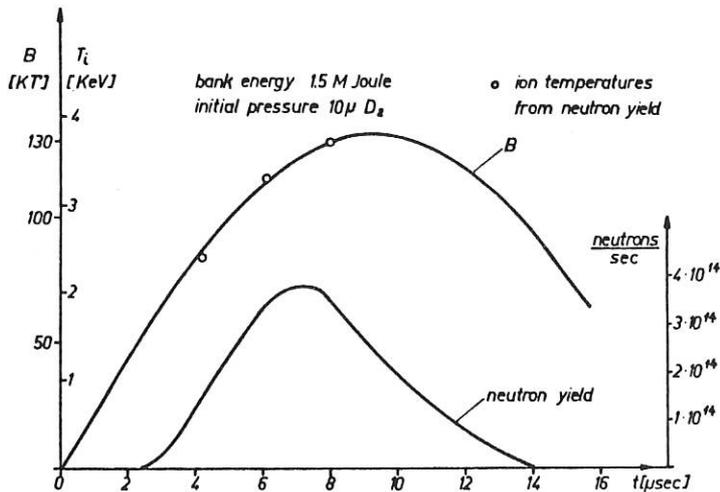


Abb. 2: Zeitlicher Verlauf der Neutronenausbeute und des Kompressionsfeldes. Die Kreise geben die aus der Neutronenausbeute und der Dichte berechnete Iontemperatur.

c) Der  $\beta$ -Wert:

Mit den ermittelten  $T_e$ ,  $T_i$  und  $n$ , sowie dem bekannten Außenmagnetfeld  $B_a$  wurden die  $\beta$ -Werte für den Ort der maximalen Dichte berechnet. Mit der verbesserten Vorionisierung, d.h. verringertem Verunreinigungsgrad ergab sich eine beträchtliche Erhöhung von  $\beta$ . Während  $\beta$  mit 3 %  $\text{O}_2 \leq 0,4$  blieb, wird es bei 0,3 %  $\text{O}_2$  etwa 0,7. In allen Fällen nimmt  $\beta$  mit der Zeit ab.

1.2.4 Teilchenverluste

Der lineare Theta-Pinch ist eine an den Enden offene Konfiguration, somit ist mit hohen Teilchenverlusten, insbesondere bei hoher Teilchenenergie zu rechnen. Für die Bestimmung der Teilchenverluste wurden die oben angeführten Dichtebestimmungen herangezogen.

Bei der interferometrischen Dichtebestimmung wird bereits über die Plasmalänge integriert. Eine Integration über das radiale Dichteprofil liefert die Gesamtzahl  $N_{\text{tot}}$  der in der Plasmasäule enthaltenen Teilchen. Eine Auswertung zu verschiedenen Zeitschnitten ergibt dann die zeitliche Abnahme von  $N_{\text{tot}}$ . Die Integration über die "side-on" gemessenen Dichteprofile ergibt die Liniendichte  $N_e$ .

Beide Verfahren ergaben gleiche Resultate, wenn man eine effektive Plasmalänge von 120 cm anstatt 150 cm Spulenlänge annimmt. Side-on Kontinuumsmessungen 15 cm vom Spulenende entfernt zeigen eine Abnahme der Liniendichte auf 25 % des Anfangswertes innerhalb der ersten 2  $\mu$ s. Es scheint so zu sein, daß das Plasma aus dem Spulenende durch das dort herrschende divergente Magnetfeld sehr schnell ausgestoßen wird.

Für das Zeitintervall 4 - 8  $\mu$ s ergab sich bei 1 MJ eine Verlustrate von  $dN_{tot}/dt = 3 \times 10^{23} \text{ s}^{-1}$ , bei 1,5 MJ  $6 \times 10^{23} \text{ s}^{-1}$ . Messungen der Liniendichten an verschiedenen Orten längs der Spulenachse lassen keine ausgeprägten vom Spulenende hereinlaufenden Verdünnungswellen erkennen. Als Beispiel ist in Abb. 3a die Liniendichte einer 1,5 MJ Entladung im Spulenzentrum  $z = 0$  und bei  $z = 45$  cm aufgetragen. In Abb. 3b ist  $N_{tot}$  für 1 und 1,5 MJ eingezeichnet.

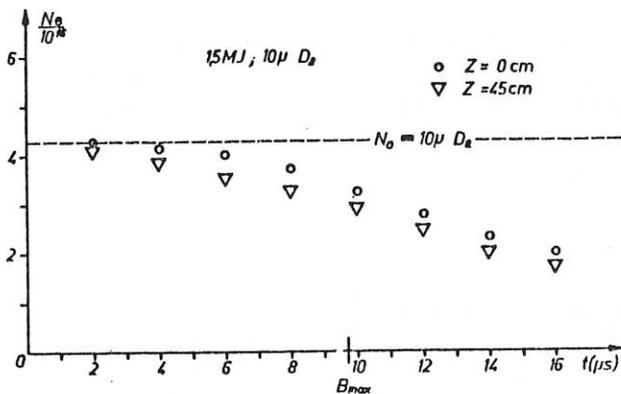


Abb. 3a: Zeitlicher Verlauf der Liniendichte  $N_e$  bei den angegebenen axialen Abständen von der Mittelebene der Spule.

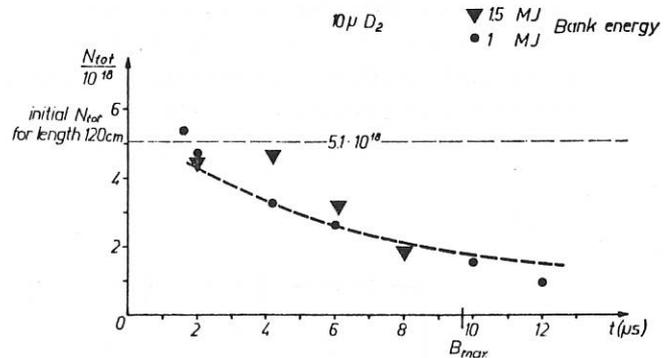


Abb. 3b: Zeitverlauf der Gesamtelektronenzahl  $N_{tot}$  für Entladungen mit 1 und 1,5 MJ. Die gezeichnete Kurve gibt das Ergebnis der theoretischen Rechnung nach dem im Text erwähnten Modell.

Für die Endverluste wurde folgendes, sicherlich stark vereinfachtes Modell angenommen: Die schnelle Kompression und die anschließende adiabatische Kompression führen den Teilchen Energie in den 2 Freiheitsgraden senkrecht zum Magnetfeld zu. Nach der 1. max. Kompression ist die Ionenenergie 200 - 300 eV und die Ion-Ion-Stoßzeiten bei Dichten von  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  0,5 - 1  $\mu$ s. In einem vergleichbaren Zeitintervall kann Energie in den Freiheitsgrad parallel zum Magnetfeld übertragen werden. Bei der weiteren adiabatischen Aufheizung erhöht sich die Stoßzeit um rund das Zehnfache, so daß in der Beobachtungszeit ein Energieausgleich nicht mehr stattfindet.

Wir nehmen daher an, daß die Teilchen überwiegend stoßfrei aus den Enden ausströmen, und zwar mit der Parallelenergie, die sich in der Anfangsphase der Aufheizung bekommen. Die Parallelenergie soll einer Maxwellverteilung von einigen 100 eV entsprechen.

In Abb. 3b ist die theoretische Teilchenabnahme für  $W = 300$  eV einer stoßfreien Ausströmung aufgezeichnet und bei 4  $\mu$ s an den experimentellen Wert einer 1 MJ Entladung angepaßt. Bei den 1,5 MJ Werten setzt der Abfall später, aber steiler ein. Hier erhalten die Teilchen in der schnellen Kompression eine höhere Energie, somit größere Stoßzeiten, d.h. es dauert länger bis Energie in den parallelen Freiheitsgrad übertragen wird. Wegen der höheren Energie strömen die Teilchen dann schneller aus.

### 1.2.5 Plasmadrift

Für die Drift des Plasmas aus der Spulenachse heraus sind 2 Hauptursachen verantwortlich: Durch den Aufbau des Kollektors (s. Abb. 4) ist keine senkrechte Einströmung in die Spule gegeben. Außerdem wird durch die großen Metallmassen des Kollektors die Symmetrie des Magnetfeldrückflusses gestört. Beides führt zu einer Krümmung des Feldes in der Spule und damit zur Drift der Plasmasäule. Erste Versuche mit 0,34 MJ bestätigten diese Driftbewegung. Die Plasmasäule berührte nach ca. 4  $\mu$ s die Gefäßwand. Die Beschleunigung des Plasmas entspricht einem Krümmungsradius des Feldes von 30 - 50 m. Da sich die Stromführung durch einfache Mittel nicht ändern ließ, wurde zunächst versucht, die Symmetrie des Rückflusses zu verbessern. Zu diesem Zweck wurden, wie in Abb. 4 angedeutet, an den Spulenden, gegenüber den Metallmassen des Kollektors 60 x 80 cm große Kupferbleche angebracht, die 30 cm über den Spulenden hinausragen. Dadurch wird an den Spulenden die Feldverteilung verändert und das Feldminimum zur Spulenachse hin verschoben.

Der experimentelle Befund dieser Maßnahme war die Beseitigung der Wandberührung. Die Plasmaachse driftet um ca. 2,5 cm in Richtung zum Kollektorschlitz und bleibt dann in einer Gleichgewichtslage stehen. Die gestrichelte Linie in Abb. 5 gibt die interferometrisch bestimmte Lage der Plasmaachse als Funktion der Zeit. Die senkrechten Striche entsprechen dem maximalen Durchmesser der Plasmasäule.

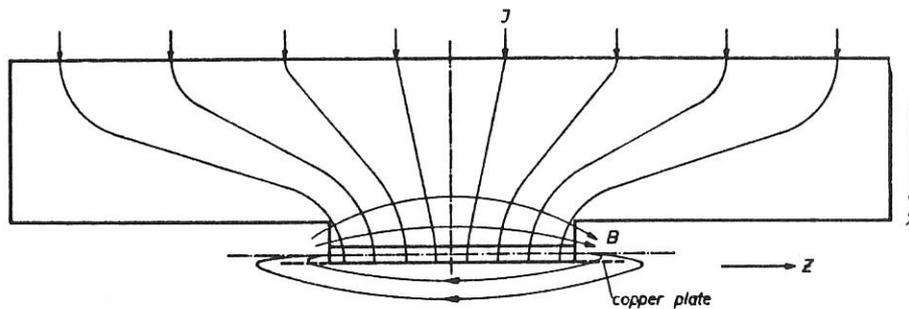
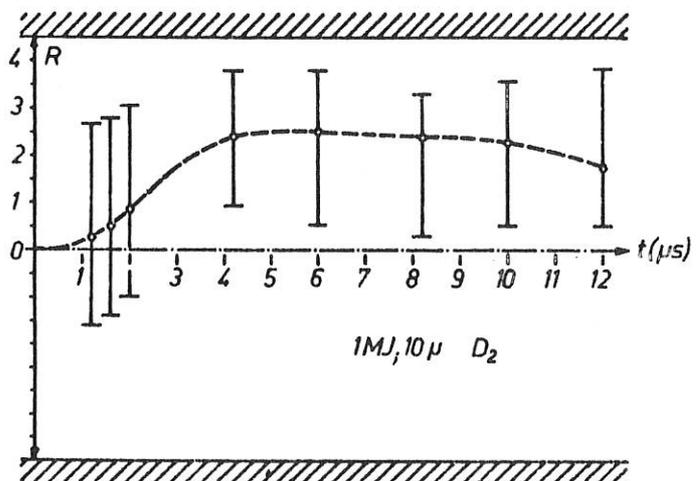


Abb. 4: Strom- und Feldverteilung in der Kollektor-Spulen-Anordnung (schematisch)

Abb. 5: Plasmadrift (aus interferometrischen Dichtemessungen). Die gestrichelte Linie zeigt die Lage des Dichtemaximums. Die vertikalen Linien geben den maximalen Durchmesser der Plasmasäule.



1.3 Spezielle Untersuchungen zur Vorionisierung und Aufheizung und zu Energieverlusten  
beim Linearen Theta-Pinch

1.3.1 Experimente und Daten

Tabelle 1 gibt einen Überblick über die Daten und die charakteristischen Arbeitsbereiche der Experimente an denen die nachfolgend beschriebenen Probleme bearbeitet wurden oder bearbeitet werden sollen.

Experiment	E [kJoule]	U <sub>0</sub> [kV]	B <sub>max</sub> [kG]	L <sub>a</sub> [nHy]	T/2 [μs]	Spule		Vorioni- sierung	Typ, Werte für			Bemerkung
						L [cm]	d [cm]		T <sub>e</sub> [eV]	T <sub>i</sub> [eV]	bei P <sub>0</sub> [m Torr]	
Theta-Pinch ISAR III	80	40	100	12	5	30	7	Theta-Pinch	100-400	10 <sup>3</sup>	20	wird auf 140 kJ mit Crowbar erweitert
Theta-Pinch II	26	40	55	18	3.2	30	5.4	Theta-Pinch	70	70	100	Exp.abgebrochen
Schneller Theta-Pinch ISAR IV	115	2x40	220	2x4	1.9	14	7	Z-Pinch		2·10 <sup>3</sup>	10	Im Aufbau. Spule mit 2 Einspeisungen, mit Crowbar
Turbulenzheizung	10	2x40	15	2x4	0.35	60	15	UV + Z-Pinch		10 <sup>4</sup>	1	Im Aufbau. Quasistationäres Spiegelfeld R=2 B <sub>max</sub> = 11 kG
Theta-Pinch ISAR II	480	2x40	100	2x4	5	100	10					In Konstruktion. Spule mit 2 Einspeisung, mit Crowbar.

E = Batterieenergie, U<sub>0</sub> = Ladespannung, L<sub>a</sub> = Außeninduktivität einschl. Kollektor, T/2 = Halbwellendauer, L = Spulenlänge, d = Spulendurchmesser

Tabelle 1

1.3.2 Vorionisierung

Die Vorionisierung schafft die Anfangsbedingungen für die Theta-Pinch Entladung und hat daher wesentlichen Einfluß auf die erreichbaren Plasmadaten. Deshalb wurde eine Reihe von Vorionisierungsmethoden näher untersucht. Die Anwendung einer dieser neuentwickelten Methoden bei der Anlage ISAR I brachte bereits bemerkenswerte Verbesserung der Plasmaeigenschaften.

a) Vorionisierung durch hochfrequente Theta-Pinch Entladung

(G. Decker, D. Düchs, H. Herold)

Charakteristisch für diese häufig benützte Vorionisierungsmethode ist die Ausnützung mehrerer Halbwellen einer durchschwingenden gedämpften Theta-Pinch Entladung, wobei die Kompressionszeit des Plasmas im Bereich der Halbwellendauer der Entladung liegt. Bereits im Vorjahr war festgestellt worden, daß die Brauchbarkeit einer so betriebenen Theta-Pinch Entladung durch das dynamische Verhalten des Plasmas bestimmt wird. Abhängig von den Anfangsbedingungen gibt es Arbeitsbereiche, in denen die Plasmasäule in Phase mit dem Kraftverlauf des Kompressionsfeldes schwingt und durch Wandberührung stark verunreinigt wird, oder Bereiche, in denen das Plasma dynamisch eingeschlossen bleibt. Die für den dynamischen Einschluß des Plasmas notwendigen Beziehungen zwischen den Anfangsbedingungen wurden experimentell und theoretisch näher untersucht.

Dazu wurden experimentell die Parameter: Frequenz der Entladung (0,1 - 2,6 MHz), Magnetfeldamplitude (2 - 10 kG), Fülldruck (von einigen  $10^{-3}$  bis 1 Torr), Gasart ( $H_2$  oder  $D_2$ ), Radius des Entladungsgefäßes (3 und 7 cm) variiert und andererseits die Dynamik des Plasmas theoretisch mit einfachen magnetohydrodynamischen Modellen studiert.

Es zeigte sich, daß der Fall des dynamisch eingeschlossenen Plasmas bei Fülldrücken  $> 40$  m Torr fast stets realisiert werden kann und daß das Plasma günstige Eigenschaften für die Anwendung als Vorionisierungsplasma aufweist. Es ist stabil, zeigt wenig Dynamik, hat Elektronentemperaturen von einigen eV, Verunreinigungsgrade von etwa 1 o/oo Sauerstoff und ist nach 10  $\mu$ s nahezu feldfrei ( $B_z < 100$  G). Die elektrischen Daten waren für diesen genauer gemessenen Fall  $C = 0,8 \mu F$ ,  $U_0 = 20$  kV,  $f = 850$  kHz. Der Energieübergang an das Plasma ist mit 10 - 20 % relativ hoch. Die Durchrechnung einiger Parameterkombinationen mit dem Gleichungssystem nach dem Dreiflüssigkeitsmodell ergab zumindest qualitative Übereinstimmung. [18]

b) Vorionisierung durch kurzzeitige z-Entladung bei hoher Spannung

(U. Schumacher, R. Wilhelm, H. Zwicker)

Die neuentwickelte Vorionisierungsmethode benützt einen z-Pinch, der durch einen kurzen steilen Stromimpuls betrieben wird. Der Stromverlauf soll dabei der Plasmabewegung derart angepaßt sein, daß der Strom bereits in der 1. Plasmakompression sehr rasch auf kleine Werte absinkt. Das Plasma kann dann frei expandieren und erleidet keine Instabilitäten. Die nachfolgende Theta-Pinch Entladung wird dann während oder nach der Expansion des z-Pinches gezündet. Die Anlage wurde so dimensioniert (el. Daten:  $C = 20$  nF,  $U_0 = 120$  kV), daß diese Bedingungen für einen Druckbereich um 10 m Torr  $D_2$  erfüllt sind. Der gewünschte Stromverlauf wurde durch die Verwendung von spannungsabhängigen Widerständen erzielt.

Bei dieser Anpassung des Kreises an die Plasmabewegung ist eine relativ gute Energieabgabe an das Plasma gegeben. Gemessen wurden 50 Joule bei 144 Joule Batterieenergie.

Erste spektroskopische Messungen ergaben eine Elektronentemperatur von etwa 2 eV. Die näherungsweise als Hohlzylinder expandierende Plasmasäule hat eine Anfangsdichte von etwa  $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , die bei der Expansion bis zum Gefäßrand auf etwa  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  zurückgeht. Die Expansionsgeschwindigkeit entspricht einer Ionenenergie von 100 eV. Durch Sauerstoffzusatz wurde ein Verunreinigungsgrad von etwa 0,7 o/oo Sauerstoff bestimmt. Diese Vorionisierungsmethode wurde an der MJ-Anlage eingesetzt.

c) Vorionisierung durch UV-Strahlung

(G. Hofmann, F. Pecorella)

Mit einem sehr schnellen stromstarken 120 kV z-Pinch in Lithiumdampf gelang es, Strahlungsimpulse sehr hoher Intensität im Wellenlängenbereich unter  $800 \text{ \AA}$  herzustellen. Durch Photoionisierung konnten damit Wasserstoffplasmen brauchbaren Ionisierungsgrades und guter Leitfähigkeit hergestellt werden. Diese Ionisierungsmethode ist bei niedrigen Drucken unter 0,1 Torr anwendbar.

Die Elektronendichte des photoionisierten Wasserstoffs wurde mit einem 8 mm Mikrowellen-Interferometer gemessen, die Leitfähigkeit aus dem Skineffekt bestimmt.

Mit der bestehenden Anlage läßt sich in der Mitte eines Rohres von 1,5 m Länge bei Bestrahlung von beiden Seiten ein Ionisierungsgrad von 4,5 % erreichen (Anfangsdruck 0,01 Torr). Die Skintiefe liegt dann für eine Frequenz von 500 kHz etwa bei 5 mm (Rohrdurchmesser 8 cm). Die Elektronentemperatur beträgt einige eV, die Ionen sind kalt.

Diese Vorionisierung wird nun an einem Theta-Pinch eingesetzt, und ihr Einfluß auf die Hauptentladung untersucht.

Eine Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse wird erscheinen.

1.3.3 Aufheizung des Plasmas

Neben den Messungen am Mega-joule-Theta-Pinch laufen an Theta-Pinchen kleinerer Energie eine Reihe von Untersuchungen über die Aufheizung des Plasmas bei verschiedenen Anfangsdrucken von 0,1 bis 100 m Torr.

a) Aufheizung durch schnelle Kompression bei Anfangsdrucken von etwa 100 m Torr

(M. Bernstein, A. Eberhagen, H. Hermansdorfer)

und Vergleich mit numerischen Rechnungen nach dem magnetohydrodynamischen Modell

(D. Düchs)

An einem kleinen Theta-Pinch-Experiment (Theta-Pinch II, Vormagnetfeld 0,8 kG, 150 m Torr,  $H_2$ , 50 % Vorionisierung) wurden die Linienprofile von N V ( $4603 \text{ \AA}$ ), O VI ( $3811 \text{ \AA}$ ) und C V ( $2271 \text{ \AA}$ ) gemessen und ausgewertet. Die Zusätze wurden so gewählt, daß sie die Elektronentemperatur noch nicht spürbar beeinflussen (vgl. numerische Rechnungen, s. unten). Die Ausgleichszeiten zwischen Protonen und Zusatzionen sind so klein, daß letztere für das Plasma repräsentativ sein sollten. Die N V- und O VI-Linien wurden mit dem Fabry-Perot-Interferometer, die C V-Linie mit einem Monochromator gemessen. Beide Instrumente waren mit einer Spiegelanordnung zur spektralen Aufteilung kombiniert. Eine Polarisationsoptik erlaubte den Einfluß des Zeeman-Effektes auf die N V- und O VI-Linienprofile festzustellen. Ein System aus Bildwandler und Bildverstärker gab Aufschluß über das Emissionsgebiet dieser Linien, dessen Kenntnis wegen der zwangsweisen räumlichen Mittelung für die Zuverlässigkeit der Auswertung notwendig war.

Eine sorgfältige Auswertung der Linienprofile gestattete aus der Zeeman-Verschiebung der zirkular polarisierten Komponenten das Magnetfeld im Plasma und aus den korrigierten Halbwertsbreiten die Ionentemperatur zu ermitteln. Die gefundenen Magnetfelder waren geringer als mit Sonden gemessen, was auf eine erhöhte Magnetfelddiffusion bei Anwesenheit von Sonden hindeutet. In den Zeiten der maximalen Plasmakompression konnte kein deutlicher Unterschied zwischen Elektronen- und Ionentemperatur festgestellt werden. Bei der 1. und 2. max. Kompression ergaben sich 20 - 30 eV, zwischen 2. und 6. max. Kompression 30 - 50 eV, bei  $B_{\max}$  70 eV. [IPP 1/41; 22]

Für die Anfangsphase dieser Entladung wurden numerische Rechnungen mit einem erweiterten magnetohydrodynamischen Dreiflüssigkeits-Modell durchgeführt, das Anregung und Ionisierung von Verunreinigungen mit berücksichtigte (D. Düchs, H. Griem, Phys. Fluids, im Druck). Die Rechnungen zeigten, daß ein Zusatz von je 1 %  $C_2$  und  $O_2$  die Elektronentemperaturen bis zur 1. maximalen Kompression nur geringfügig ( $\approx 20$  %) erniedrigt. Die berechneten Elektronentemperaturen zum Zeitpunkt der 1. maximalen Kompression stimmten gut mit dem experimentellen Ergebnis überein.

- b) Aufheizung durch extrem schnelle Kompression bei Anfangsdrucken von etwa 10 m Torr (U. Schumacher, R. Wilhelm, H. Zwicker)

Für diese Untersuchungen befindet sich eine Theta-Pinch Anlage (ISAR IV) von 115 kJ Energieinhalt im Aufbau, die eine verhältnismäßig schnelle erste Kompression liefern soll. Hierfür war es nötig, bei möglichst geringer Außeninduktivität zu hohen Stoßspannungen zu gehen. Durch Verwendung von 96 Funkenstrecken beträgt die Außeninduktivität nur etwa 8 nH. Zugleich wird durch Hintereinanderschaltung zweier Batteriehälften über eine zweigeteilte Spule eine Stoßspannung von 80 kV erreicht. Mit der für die ersten Versuche vorgesehenen Feldspule von 7 cm  $\varnothing$  und 14 cm Länge ergeben sich folgende Daten:  $T = 3,8 \mu s$ ,  $B_{\max} = 220$  kG,  $dB/dt (t = 0) = 4 \cdot 10^{11}$  G/s. Eine induktivitätsarme Kurzschlußschaltung (weniger als 2 nH für jede Batteriehälfte) soll ein hohes  $B_z$ -Feld längere Zeit aufrecht erhalten (Zeitkonstante des  $B_z$ -Abfalls: 60  $\mu s$ ). Zugleich wird durch Unterdrückung der zweiten und späteren Halbwellen die Gefäßbelastung erheblich vermindert.

Bei Anfangsdrucken im Bereich von 10 m Torr Deuterium sollten die Ionen durch die erste Kompression Energien von mehr als 2 keV erhalten. Unter diesen Bedingungen sollte die Energie der Ionen auf zwei Freiheitsgrade beschränkt bleiben. Es ist nicht ausgeschlossen, daß trotz der kurzen Spule die Endverluste für eine gewisse Zeit klein bleiben, so daß auch die weitere adiabatische Kompression des Plasmas untersucht werden kann.

Es sollen die Aufheizung des Plasmas unter den gegebenen Bedingungen (weitgehende Stoßfreiheit) und die Thermalisierung im vorliegenden Nichtgleichgewicht untersucht werden.

- c) Stoßfreie Kompression und Turbulenzheizung bei Anfangsdrucken von 0,1 bis 10 m Torr (R. Chodura, P. Igenbergs, M. Keilhacker, M. Kornherr und H. Niedermeyer)

Durch Berechnung von Kontrollgrößen mit Hilfe des MHD-Programms von Düchs zeigte sich, daß die Voraussetzungen für die Verwendung der MHD-Gleichungen bei niedrigen Anfangsdrucken ( $\leq 50$  m Torr) verletzt werden: a) Die elektrische Feldstärke ( $\mathcal{E} + 10 \times \mathcal{B}$ ) wird in gewissen Bereichen größer als die kritische Feldstärke für einen run-away-Prozeß. b) Die gerichtete Geschwindigkeit der Elektronen relativ zu den Ionen überschreitet den kritischen Wert für das Auftreten von Zweistrominstabilitäten.

Es wurden deshalb zunächst nach dem Einteilchenmodell die raumladungsgekoppelten Elektronen-Ionen-Schwingungen berechnet, die bei der Kompression einer stoßfreien, zylindrischen Plasmasäule in einem axialen Magnetfeld auftreten. Diese Schwingungen sollten sich in zylindersymmetrischen Dichteschwankungen und in einer periodischen Umkehr des Plasmastromes zeigen.

Es wurde versucht, diese Schwingungen an einem kleinen Theta-Pinch ( $E = 150 \text{ J}$ ,  $\dot{B} = 3 \times 10^9 \text{ G/s}$ ,  $T = 3,6 \times 10^{-6} \text{ s}$ ) bei Anfangsdrucken von 0,5 m Torr  $\text{H}_2$  zu untersuchen. Zur Vorionisierung des Füllgases wurde ein Z-Pinch verwendet, dessen Zünden durch Feldelektronenemission zwischen zwei zusätzlichen Elektroden erreicht wurde. Der Theta-Pinch wurde im "afterglow" des Z-Pinches gezündet (Elektronendichte  $\approx 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ). Die Dichteschwankungen wurden mit einem Mikrowellendoppelinterferometer untersucht, der zeitliche Magnetfeld- und Stromverlauf radial aufgelöst mit Magnetfeldsonden gemessen.

Es zeigte sich, daß die nach dem dämpfungsfreien Modell zu erwartenden Schwingungen nicht auftraten. Dies läßt zusammen mit der Tatsache, daß der Plasmastrom bereits nach 0,3  $\mu\text{s}$  auf Null absinkt, auf eine starke Dämpfung der Teilchenbewegung schließen. Es ist zu vermuten, daß das Anwachsen des Plasmastromes unter diesen stoßfreien Bedingungen durch Zweistrominstabilitäten und dadurch angeregte Turbulenz in ähnlicher Weise begrenzt wird, wie in einem dichten Plasma durch Coulomb-Stöße.

Als Erweiterung des dämpfungsfreien Modells sollen nun für den vereinfachten Fall, daß die Plasmaströme keine merkliche Veränderung des Vakuummagnetfeldes bewirken (dies ist bei den niedrigen Anfangsdichten des Experimentes gewährleistet) numerische Lösungen der MHD-Gleichungen gesucht werden, in denen die Leitfähigkeit als unbestimmter Parameter auftritt. Der Wert der Leitfähigkeit bei stoßfreier Elektronenbewegung soll dann durch Anpassung der numerischen Ergebnisse an die experimentellen ermittelt werden.

Um die in der Wellenfront stoßfreier Stoßwellen auftretenden Zweistrominstabilitäten und die damit verbundene sehr wirksame Aufheizung von Plasmen mit Dichten  $\leq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  näher untersuchen zu können, ist eine 10 kJ-Batterie zur Erzeugung extrem schneller Stoßwellen im Bau. Die Batterie erzeugt in einer zweigeteilten Theta-Pinch Spule von 60 cm Länge und 15 cm  $\varnothing$  ein Magnetfeld, das in 0,35  $\mu\text{s}$  auf seinen Maximalwert von 15 kG ansteigt und dann mittels Crowbar-Funkenstrecken entweder für einige Mikrosekunden auf etwa diesem Wert gehalten oder nach der ersten Sinus-Halbwellen unterbrochen werden kann. Die Viertelwelle der Entladung ist vergleichbar mit der Kompressionszeit des Plasmas.

Die Theta-Pinch Spule befindet sich in einem quasistationären magnetischen Spiegel-feld (Spiegelverhältnis 1 : 1 bis 2 : 1, maximales Feld im Spiegel 11 kG), so daß Stabilität und Einschluß des durch Turbulenzheizung erzeugten heißen Plasmas untersucht werden können.

Zur Erzeugung eines Ausgangsplasmas (Dichte  $10^{12} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) für die Turbulenzheizung wird zur Zeit die Vorionisierung mittels eines gepulsten Z-Pinches mit 120 kV untersucht (s. Abschnitt 1.3.2), wobei als Zündhilfe bei den verwendeten niedrigen Anfangsdrucken ( $< 10 \text{ m Torr Hg}$ ) die in Abschnitt 1.3.2 beschriebene UV-Strahlungsionisierung verwendet wird.

### 1.3.4 Energieverluste aus dem Theta-Pinch Plasma

#### a) Teilchenverluste - Messungen bei hohen Anfangsdichten

(A. Eberhagen, H. Glaeser, F. Pohl)

An einer relativ kurzen Theta-Pinch Entladung (Spulenlänge = 30 cm; E = 30 kJ) wurden radiale Elektronendichteprofile an verschiedenen Abständen entlang der Rohrachse gemessen. Der daraus resultierende zeitliche und räumliche Verlauf der Liniendichte gibt Aufschluß über die axialen Vorgänge in der Entladung und über die Endverluste. Zur Kontrolle wurde die Liniendichte auch in bekannter Weise aus der Frequenz der Plasmaschwingungen bestimmt. Die Ergebnisse sind charakteristisch für stoßbeherrschte Plasmen. Bei eingefangenem parallelem Feld ( $B_{10} = 0,8$  kG,  $p_0 = 0,15$  Torr) wurde eine von den Enden her einlaufende Verdünnungswelle beobachtet, deren Geschwindigkeit von etwa  $1,3 \times 10^7$  cm/s etwa der Schallgeschwindigkeit unter den gegebenen Verhältnissen entspricht. Die Verlustrate berechnet sich aus der Abnahme der Liniendichten zu  $3 \times 10^{23}$  Teilchen/s. In einem Querschnitt am Spulenende strömen die Teilchen etwa mit halber Schallgeschwindigkeit aus. Dieses Ergebnis wurde auch mit numerischen Rechnungen gefunden, denen ein einfaches Modell für das Ausströmen des Plasmas zugrunde lag: Das Plasma strömt wie ein einkomponentiges ideales Gas aus einem Rohr festen Querschnitts (= einschließendes Feld) in einen Bereich mit sehr niedrigem Druck.

Bei eingefangenem antiparallelem Feld ( $B_{10} = -2,3$  kG,  $p_0(\text{H}_2) = 0,1$  Torr) zeigte sich eine mit  $1 \times 10^7$  cm/s einlaufende Kontraktionswelle. Diese Welle sammelt auf ihrem Weg durch das äußere Viertel der Spulenlänge etwa 80 % der Teilchen auf. [IPP 1/38; 23; 24] Hinweise auf axiale Dichteschwankungen gaben ebenfalls

#### Beobachtungen der Plasmaschwingungen mit Greenschen Sonden

(E. Glock)

Es konnten je nach Reinheit der Gasfüllung bis zu 35 Schwingungen des Plasmas, von 5 bis 50 MHz ansteigend, beobachtet werden. Dabei zeigten die Differenzsignale von Sonden in verschiedenen Achsenabständen Amplitudenmodulationen, die noch näher analysiert werden sollen.

#### Zweidimensionale numerische Rechnungen

(W. Schneider)

Die Beschreibung der axialen und radialen Vorgänge durch zweidimensionale numerische Rechnungen wurde in Zusammenarbeit mit F. Hertweck und K.V. Roberts (Culham) in Angriff genommen.

#### Verminderung der Endverluste

(H. Herold, F. Pohl, E. Unsöld)

Es soll zunächst die Auswirkung magnetischer Spiegel ( $R = 1,0$  bis  $4,0$ ) auf das Verhalten der Theta-Pinch Entladung untersucht werden. Insbesondere interessiert das Stabilitätsverhalten mit Spiegeln und die von den Spiegeln verursachten axialen Bewegungen des Plasmas. Gelingt es, das Plasma über diskutable Zeiten stabil zu halten, so wird der Einfluß des Spiegels auf Verlustraten und Ionen und Elektronentemperatur untersucht. Die Versuche werden an einer auf 140 kJ erweiterten Theta-Pinch Anlage vorgenommen. Als Vorarbeit hierzu wurde versucht, den Stromfluß in Kollektor und Spule dahingehend zu korrigieren, daß in der Spule und besonders in den Spiegeln ein rota-

tionssymmetrisches Vakuumfeld erreicht wird. Dazu wurde die Stromverteilung in den als dünn angenommenen Leitschichten des Kollektors und der Spule für verschiedene Kollektoranordnungen numerisch berechnet. Andererseits wurden Feldmessungen an einem mit Hochfrequenz gespeisten Modell (1:1) durchgeführt. Insbesondere wurde die Lage der "magnetischen Achse" in den Spiegeln und ihre Verschiebung durch Abschirmen des Rückflusses, Verlängern oder Schlitzen des Kollektors, sowie Änderung der Einspeisung am batterieseitigen Ende des Kollektors untersucht. Eine Verschiebung der magnetischen Achse in die Spulenchse gelingt durch Schlitzen des Kollektors (ca. 10 cm lang) am spulenseitigen Ende.

#### Diskussion

Bei den Messungen der Teilchenverluste aus dem stoßbeherrschten Plasma der 30 kJ-Anlage und aus dem wesentlich heißeren aber dünneren Plasma der M-Joule-Anlage tritt ein offensichtlicher Unterschied in den Verlustprozessen zu Tage. Während der Verlust an der großen Anlage durch stoßfreies Ausströmen der Teilchen aus den Enden beschrieben werden kann, scheint für das stoßbeherrschte Plasma das Auftreten einer einlaufenden Dichtestörung charakteristisch zu sein. Solche einlaufenden Wellen wurden auch andersorts (Culham) beobachtet und theoretisch interpretiert. Die Größe der Verlustraten ist bei beiden Anlagen nahezu gleich. Dies scheint bei den extremen Unterschieden der Daten und Geometrien mehr zufällig zu sein. Eingehendere Messungen sind zum Verständnis der Prozesse notwendig.

#### b) Instabilitäten - Rotation des Plasmas beim linearen Theta-Pinch

(D. Düchs, H. Herold, M. Keilhacker)

Rotation des Plasmas wird bei Theta-Pinchen häufig beobachtet, besonders wenn antiparalleles Feld im Plasma eingeschlossen ist. Die Rotation führt zu Instabilitäten. Die physikalischen Vorgänge, die zur Rotation Anlaß geben, insbesondere die Frage, auf welche Weise das Plasma das Drehmoment erwirbt, sind noch nicht geklärt. Die bisherigen Untersuchungsmethoden mit Hilfe von Kurzzeitphotographie beschränkten sich auf Beobachtung der Rotation der entstehenden Instabilitäten, d.h. auf spätere Stadien der Entladung. Deshalb wurden Untersuchungen aufgenommen, die Rotation mit Hilfe von Dopplerverschiebung von Verunreinigungslinien zu messen. Je nach der beobachteten Ionisierungsstufe der Verunreinigungen (z.B. CII, CIII, CV) konnte so die Rotation in verschiedenen Zeitbereichen der Entladung untersucht werden. Die Messungen waren in Culham an einer CII Linie begonnen worden und wurden hier an einer CIII ( $2297 \text{ \AA}$ ) und vor allem an einer CV Linie ( $2271 \text{ \AA}$ ) fortgesetzt. Die Profile wurden unter Benutzung eines hochauflösenden Monochromators gekoppelt, mit einem Spiegelsystem, das die Linie in kleine Intervalle ( $0,25 \text{ \AA}$ ) aufteilt, gewonnen. Abb. 6 zeigt ein Beispiel für die Verschiebung der CV Linie bei Beobachtung an verschiedenen Radien der Entladung. Ergänzend wurden die durch die Rotation verursachten Feldstörungen außerhalb des Plasmas und die auftretenden Instabilitäten beobachtet. Die Messungen wurden am Theta-Pinch I bei reduzierter Batterieenergie (32,5 kJ) und nur bei eingefangenen antiparallelem Feld vorgenommen. Das Plasma rotierte bei dieser Anlage nur bei Fülldrücken unter 30 m Torr. Es konnte eindeutig gezeigt werden, daß das Plasma bereits in frühen Stadien der Entladung, d.h. während der 1. Kompression, rotiert, wobei die Rotationsrichtung die des Ionenstroms ist. In diesem Zeitbereich rotiert das Plasma wie ein starrer Körper.

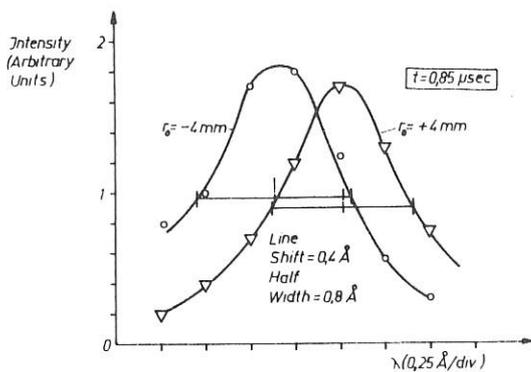


Abb. 6: Linienprofile der CV 2271 Å gemessen beim Radius  $r = + 4$  mm und  $-4$  mm in der Mittelebene der Spule. 20 m Torr,  $D_2$ ,  $B_{z0} = -1$  kG

Bei einem normalerweise nichtrotierenden Plasma, d.h. bei höherem Fülldruck (40 - 80 m Torr,  $D_2$ ) kann die Rotation durch Überlagerung eines stationären Querfeldes (300 - 1000 G; senkrecht zur Spulenachse) hervorgerufen werden. (Abb. 7)

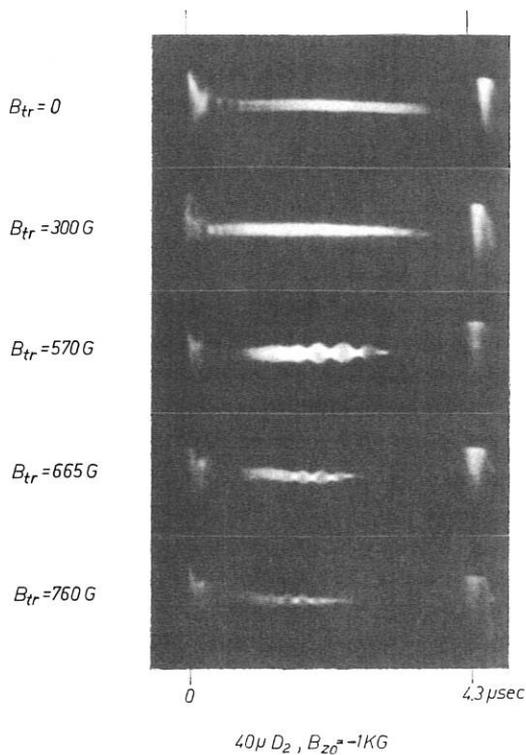


Abb. 7: Schlierenaufnahmen der Theta-Pinch Entladung bei 40 m Torr,  $D_2$ , die den Einfluß eines überlagerten Querfeldes  $B_{tr}$  auf die Rotation des Plasmas zeigen.  $B_{z0} = -1$  kG

Die durch Dopplerverschiebung gemessene Rotation ist nun gegenläufig zur später sichtbaren Rotation der Instabilitäten, d.h. die anfängliche Rotation erfolgt in Richtung der Elektronen. Gegenwärtig wird durch numerische Rechnungen und Experimente geprüft, ob infolge Reibung und unter der Einwirkung eines transversalen Feldes eine Bewegung der Verunreinigungsionen in Richtung des Elektronenstromes möglich ist. Dies ist um so mehr interessant, als  $B_{tr}$ -Felder, die bei hohen Fülldrücken eine "gegenläufige Rotation" bewirken, angewandt bei natürlich rotierendem Plasma ( $p_0 \leq 30$  m Torr), offensichtlich stabilisierenden Einfluß auf die Flute-Instabilitäten haben. Die gewonnenen Ergebnisse sind mit 2 der vorgeschlagenen theoretischen Modelle zur Rotation verträglich. Ein zusammenfassender Bericht der Untersuchungen wurde auf der Tagung in Culham gegeben. [17].

Ein Programm zu numerischen Rechnungen nach der Flüssigkeitstheorie, das die  $\gamma, \varphi$  und  $t$  Abhängigkeiten berücksichtigt, ist in Vorbereitung. Damit sollen die Auswirkungen von Störungen der Rotationssymmetrie (z.B. durch  $B_{tr}$ -Felder) auf Stabilität und Plasmabewegung geprüft werden.

## 2. Toroidaler Theta-Pinch

(F.W. Hofmann <sup>+</sup>), J. Junker, W. Lotz, F. Rau, E. Remy, K. Uo <sup>++</sup>), H. Wobig, G.H. Wolf  
Ingenieure: H. Finkelmeier, F. Hartz, H. Schubbäck, D. Seewald)

### 2.1 Einleitung

Im toroidalen Theta-Pinch wird ein endloses Plasma mit hohem  $\beta$  erzeugt. Es sind daher die bei den linearen Entladungen auftretenden Endeffekte auszuschließen. Wesentlich ist bei den toroidal geschlossenen Konfigurationen "M+S" das Problem des Gleichgewichtes und der Stabilität. Mit toroidal offenen Konfigurationen kann man Gleichgewicht und Stabilität (zumindest MHD) erreichen. Dafür entstehen bei offenen Anordnungen Cusplines mit den ihnen eigentümlichen Verlustmechanismen. Hierbei lassen sich die Verluste ausschließlich durch die von Cusplines deuten, im Unterschied z.B. zum Spindelcusp, der sowohl Cusp-Linien wie Cusppunkte aufweist. Darüber hinaus ist es möglich, in toroidaler Geometrie das Plasma durch schnelle magnetische Kompression in Theta-Pinch Geometrie aufzuheizen, was zu hohen Temperaturen, Dichten und  $\beta$  führt, die beim Spindel-Cusp nur durch Einschub von Plasma erreicht werden können. Von den offenen toroidalen Experimenten ist technisch ein Übergang zu den M+S-artigen geschlossenen Konfigurationen möglich.

Toroidale Theta-Pinch Apparaturen mit ihrer zugehörigen Diagnostik lassen sich für die Untersuchung sowohl von M+S-Konfigurationen als auch von Multipolkonfigurationen (erzeugt durch zusätzliche Joffé-bars oder S-Spulen) verwenden. Die bisherigen Untersuchungen wurden in der experimentellen Abteilung des MPI durchgeführt. Ab Herbst 1965 begann die Übernahme in die Abt. 1 des IPP.

<sup>+</sup>) Gast vom Plasma Physics Laboratory, Princeton University (USA)

<sup>++</sup>) Gast von der Universität Kyoto, Japan.

## 2.2 Theorie M+S

Berechnungen zum Problem der Stabilität und des Gleichgewichts von M+S-Konfigurationen wurden im magnetohydrodynamischen Modell durchgeführt, wobei zusätzlich vorausgesetzt wurde, daß die diamagnetischen Ströme ausschließlich auf der Oberfläche des im Inneren feldfreien Plasmas (mit isotropem Druck) fließen sollen. Diese Voraussetzung widerspricht bei heißen Theta-Pinch Plasmen vor allem der Tatsache, daß dort der gesamte Durchmesser der Plasmasäule nur einige Ionen-Gyroradien groß ist und daß damit die durch die Gyroradien definierte Grenzschicht bereits in die Größenordnung des Plasmadurchmessers kommt. Daher können die Ergebnisse dieser Stabilitätsberechnungen nur grobe Anhaltspunkte über das tatsächliche Verhalten toroidaler Hoch- $\beta$ -Plasmen im keV-Bereich liefern.

Es konnte gezeigt werden, daß M+S-Konfigurationen möglich sind, die gegen Austauschstörungen stabil sind. Dazu ist es notwendig, daß auch die Außenkontur der M+S-Oberfläche Gebiete günstiger Krümmung aufweist, wobei die Bedingung zu erfüllen ist, daß  $(a^2 n^2) / (a + 2 r_H) \gg 1$  sein muß. Die Größen dieser Ungleichung beziehen sich auf folgende Gleichung für die Außenkontur  $r_p(\varphi)$  eines M+S-Torus.

$$r_p(\varphi) = r_H + \frac{a}{2} (1 - \cos 2 n \varphi).$$

$r_p$  ist der Abstand von einem Bezugskreis mit dem Radius 1 und dem Azimut  $\varphi$ ,  $r_H$  ist der minimale Abstand,  $a/2$  die Amplitude und  $2 n$  die Anzahl der Perioden auf den Umfang des Bezugskreises.

Weiterführende Stabilitätsbetrachtungen konnten in einer zylindersymmetrischen Geometrie mit gewellter Oberfläche durchgeführt werden, die einem linearen gewellten Theta-Pinch entspricht ("LIMPUS"). Diese vereinfachte zweidimensionale Plasmaoberfläche soll einige der auf der Welligkeit der M+S-Konfigurationen beruhenden Stabilitätseigenschaften simulieren.

Es konnte gezeigt werden, daß die LIMPUS-Oberfläche stabil gegen Austauschstörungen ist, außerdem jedoch auch gegen solche  $m = 1$ -Störungen, die mit einer (stabilisierenden) Veränderung des äußeren Magnetfeldes verbunden sind, und zwar sowohl für den Fall einer Gesamtversetzung der Plasmasäulen als auch einer Knickung an den engen Halsstellen.

Demgegenüber reicht bei  $m = 2$ -Störungen der stabilisierende Anteil, welcher auf der Veränderung des äußeren Magnetfeldes beruht, nicht mehr aus, um insgesamt Stabilität zu bewirken, d.h. die LIMPUS-Oberfläche ist magnetohydrodynamisch instabil gegenüber Rillensstörungen ("flutes") mit  $m = 2$ .

Experimente beim linearen Theta-Pinch geben zur Vermutung Anlaß, daß die für Niedrig- $\beta$ -Plasmen theoretisch gezeigte stabilisierende Wirkung endlicher Gyroradien auch bei Hoch- $\beta$ -Plasmen vorhanden ist; bei quantitativer Analogie wird eine  $m = 2$ -Störung dann stabilisiert, wenn für den Gyroradius  $\rho_i$  gilt

$$\rho_i > \bar{r}_p \sqrt{\bar{r}_p / \rho_{\min}},$$

wobei  $\bar{r}_p$  der mittlere Radius der Plasmasäule und  $\rho_{\min}$  der kleinste der vorkommenden ungünstigen Krümmungsradien ist.

Die austauschstabilen M+S- und LIMPUS-Oberflächen gehorchen formal dem gleichen Kriterium, welches für das diesen Oberflächen benachbarte Magnetfeld die Bedingung  $\oint \left(\frac{d\ell}{B}\right) < 0$  erfüllt. Damit ist auch ein Niedrig- $\beta$ -Plasma, welches sich in Nachbarschaft der eigentlichen Plasmaoberfläche befindet, gegenüber Austauschstörungen stabil. Numerische Rechnungen haben gezeigt, daß für die Parameter des LIMPUS-Experimentes dieser stabile Bereich sich über mehrere Plasmaradien erstreckt.

Von P. Merkel und A. Schlüter wurden ebenfalls in LIMPUS-Geometrie numerische Berechnungen durchgeführt, bei denen anstelle der reinen Oberflächenströme eine spezielle radiale Druckverteilung zugrunde gelegt wurde. Auf die errechnete Konfiguration wurde das von Bernstein et al. angegebene Stabilitätskriterium angewandt; dabei zeigte ein Bereich in der Umgebung des steilsten Druckgradienten stabiles Verhalten, während die übrigen Gebiete gemäß diesen Berechnungen instabil sind.

Neben den Fragen des Stabilitätsverhaltens interessierte für die praktische Durchführung von M+S-Experimenten vor allem das Magnetfeld außerhalb der M+S-Oberfläche. Die Spulenoberfläche muß mit einer Flußröhre dieses Magnetfeldes übereinstimmen. Zur Berechnung dieses Magnetfeldes wurde ein Verfahren mit analytischer Lösung für zweidimensionale Plasmaoberflächen (LIMPUS) und eines mit numerischer Lösung für dreidimensionale M+S-Oberflächen entwickelt.

### 2.3 Theorie Cusp

In Bezug auf die toroidalen Cusp-Geometrien wurden eine Reihe von Verlustmechanismen betrachtet.

In einer toroidalen Hexapolgeometrie, zunächst ohne azimuthales Feld  $B_\varphi$ , können die Teilchenverluste im Falle  $\beta = 1$  beschrieben werden durch den Fluß von Teilchen der Dichte  $n$  und der mittleren thermischen Geschwindigkeit  $\bar{v}$  durch sechs Schlitze von der Dicke  $\delta$ . Pro Längeneinheit des Torus ist dann die Änderung der Teilchenliniendichte  $\dot{N} = -6 n \bar{v} \delta$ . Die Schlitzbreiten sind mit verschiedenen Modellen zwischen Elektronen- und Ionen-Larmorradien abgeschätzt worden (z.B. Berkowitz). Die Berücksichtigung des azimuthalen Feldes  $B_\varphi$  führt auf eine Verminderung der Teilchenverluste um den Faktor

$$\gamma = 1 + (B_\varphi / B_D)^2 .$$

$B_\varphi$  und  $B_D$  sind die Feldkomponenten auf der Oberfläche des Plasmas in azimuthaler und meridionaler Richtung. Bei den später beschriebenen Experimenten ist  $\gamma \approx 10$ . Die Verlustrate  $\gamma_i \gamma$  bzw.  $\gamma_e \gamma$  bei Berücksichtigung von Ionen- oder Elektronenlarmorradien  $\rho_i, \rho_e$  ist gegeben durch

$$\gamma_i \gamma = \frac{N}{N} = \frac{6 \bar{v} \rho_i}{\pi r_p^2 \gamma}$$

Im Plasma eingefangene azimuthale Felder führen zu einer weiteren Verminderung der Verluste. Die Theorie (Killeen) folgert z.B. für  $\beta = 0,9$  eine Verminderung der Verlustrate um einen Faktor 3. Auch die Widerstandsverluste in Cuspgeometrie (Bickerton) vermindern sich um den Faktor  $\sqrt{\gamma}$  bei Überlagerung von azimuthalen Feldern. Die Verlustrate  $\gamma_r \gamma$  ist dann

$$v_{r\gamma} \approx \frac{1}{r_p} \sqrt{\frac{2\eta\bar{v}}{\mu_0\ell\gamma}}$$

( $r_p$  = Plasmaradius;  $\eta$  = spezifischer Widerstand,  $\ell$  = Abstand zweier Cusplinen)

Für kleines  $\beta$  ist der Plasmaeinschluß begrenzt durch das freie Abströmen der Teilchen mit  $\bar{v}_{th}$  längs der Feldlinien bis zur Wand. Das entspricht einer Verlustrate

$$v_{th} = \frac{\bar{v}_{th}}{\ell}.$$

Bei den Experimenten haben die Feldlinien von Wand zu Wand eine Länge  $\ell$  von etwa 1 m. Die oben erwähnten Verlustraten  $v_{i\gamma}$ ,  $v_{e\gamma}$ ,  $v_{r\gamma}$  und  $v_{th}$  sind zusammen mit experimentellen Werten in der Abb. 10 eingetragen. Für das Magnetfeld sind dabei die Werte des Magnetfeldes eingesetzt, die zu den einzelnen Meßpunkten gehören. [31, 62]

#### 2.4 Experimente M+S

Die bisherigen Experimente mit M+S-artigen Plasmen lagen im Parameterbereich:  $T_e \approx 10$  eV,  $B_{max} = 11$  kG,  $\tau/2 \approx 18$   $\mu$ s. Sie hatten gezeigt, daß die Einschlußzeit mit zunehmender Annäherung der Plasmaoberfläche an die theoretisch geforderte Plasmaoberfläche zunehmend verlängert werden kann, wobei maximal ein Verlängerungsfaktor 3 erreicht wurde. Am besten bewährt hatte sich hierbei ein in M+S-Geometrie geformtes Entladungsgefäß (1. Näherung), das von Kupferbügeln als Magnetspule umschlossen war. In diesem Gefäß verweilte das Wasserstoff-Plasma, welches unter sonst vergleichbaren Bedingungen im rein azimuthalen Magnetfeld nach 2  $\mu$ s an die Wand driftet, nach der Theta-Pinch Kompression zunächst 2 - 3  $\mu$ s in der Gefäßmitte, um danach in 2 - 3 weiteren  $\mu$ s zur äußeren Gefäßwand zu driften. Ein schwächer gewelltes Entladungsgefäß (2. Näherung) mit Spule zeigte demgegenüber keine Verbesserung des Plasmaeinschlusses.

Die Geschwindigkeit der Widerstandsdiffusion bei Plasmen im obigen Parameterbereich beträgt ca. 3 mm/ $\mu$ s, so daß nach 2 - 3  $\mu$ s kein Hoch- $\beta$ -Plasma mehr vorliegt, also die theoretische Voraussetzung für das Gleichgewicht verlorengegangen ist. Der Versuch, durch Optimierung der Gefäß- und Magnetfeldgeometrien in diesem Parameterbereich weitere Verbesserungen des Einschlusses zu erzielen, scheint daher nicht sinnvoll; die Experimente in diesem Parameterbereich werden nicht weitergeführt.

Um Erfahrungen mit Plasmen im keV-Bereich in M+S-ähnlichen Konfigurationen zu gewinnen, wurde das Konzept des LIMPUS-Experimentes entwickelt. In diesem Experiment soll zunächst mit einem Theta-Pinch ein zylindersymmetrisches periodisch gewelltes Plasma erzeugt werden. Damit kann unabhängig vom Problem des Gleichgewichts das Stabilitätsverhalten untersucht werden, besonders im Hinblick auf die Gebiete ungünstiger Krümmung. Experimentelle Parameter sind dabei Periodenlänge und Amplitude der Wellung. Bei mindestens 5 Perioden wird erwartet, daß der Einfluß der Endeffekte auf die mittleren Perioden gering ist; er kann jedoch nicht eindeutig ausgeschlossen werden.

Als zweiter Schritt kann das Gleichgewichts- und Stabilitätsverhalten eines gewellten Plasmas in Torussektoren mit verschiedenen Krümmungsradien untersucht werden.

Die Daten der Apparaturen wurden wie folgt festgelegt:

Spule: Zwei Kollektoren, Länge 1 m, Durchmesser 10 cm, Periodenlänge 20 cm, Wellungsamplituden im Bereich von Millimetern.

Batterie: 2 x 40 kV, 480 kJoule,  $dB/dt = 10^{11} \text{ G s}^{-1}$ , maximales Feld  $\approx 100 \text{ kG}$ , verfügbare Meßzeit im Feld  $> 50 \text{ kG}$  etwa 15  $\mu\text{s}$  mit Crowbar.

Im Sommer 1965 wurde dann mit Konstruktion, Fertigung und Bestellungen für eine entsprechende Anlage begonnen.

Die LIMPUS-Spule mit zwei Kollektoren hat zwei Symmetrie-Ebenen. Durch die gewellten Kollektorschlitze entstehen Abweichungen von der Rotationssymmetrie. Deren Größe wurde in einer Hochfrequenz-Modellspule untersucht. Parallel wurde eine numerische Berechnung der Felder mit Berücksichtigung des Schlitzes begonnen. Mehrere Vorschläge zur Verminderung des Schlitzeinflusses wurden diskutiert. [2; MPI-PAE/Pl 11/65].

### 2.5 Toroidaler Theta-Pinch im rein azimuthalen Magnetfeld

Die magnetohydrodynamische Theorie liefert für die Beschleunigung eines Plasmas, das sich im Abstand R von der Achse eines rein azimuthalen Feldes befindet, den Ausdruck:

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = 2 n \bar{T} (1 + z) / m_i R$$

Diese Beschleunigung führt zu einer nach außen gerichteten Driftbewegung des toroidalen Plasmaschlauches, dessen mittlere Beschleunigung proportional ist der über die Teilchendichte gemittelten Temperatur

$$\bar{T} = \frac{\int n T d^3 r}{\int n d^3 r} \quad (n = \text{Teilchendichte}).$$

Bei einem Fülldruck von  $p_0 = 40 \text{ m Torr}$  wurde für Wasserstoff im Temperaturbereich von  $kT \approx 10 \text{ eV}$  diese Driftformel experimentell geprüft. Aus spektroskopischen Messungen wurden die Temperatur- und Dichteprofile über den Querschnitt des Plasmas sowie deren zeitliche Veränderungen ermittelt. Die aus diesen Profilen über die Dichte gemittelten Temperaturwerte lieferten die instantane mittlere Beschleunigung, aus denen durch zweimalige Integration über der Zeit die Bahnkurve des Plasmaschwerpunktes berechnet wurde. Das Ergebnis zeigt die Abb. 8. Die beiden ausgezogenen Kurven geben die Fehlerschranken für die Bahnkurve des Schwerpunktes an, wie sie sich aus den Meßfehlern ergeben. Die Lage des Plasmamittelpunktes, ermittelt aus den gemessenen Lichtintensitätsprofilen, sowie deren Fehlerbreite wird in Abb. 8 durch die senkrechten Striche dargestellt.

Die berechnete Bahnkurve wurde durch Verschieben entlang der Zeitachse an die gemessene angepaßt; bei letzterer ergab sich der Startzeitpunkt der Drift 0,5  $\mu\text{s}$  nach dem Nulldurchgang des Magnetfeldes zwischen Vor- und Hauptentladung. Zum gleichen Zeitpunkt beginnt die magnetische Kompression, d.h. das Plasma löst sich von der es bis dahin umschließenden Gefäßwand, da der magnetische Druck dann den Plasmadruck übersteigt.

Die gemessene Driftbewegung des Plasmaschwerpunktes stimmt innerhalb der Fehlergrenzen (etwa 10 %) überein mit der aus dem magnetohydrodynamischen Modell berechneten.

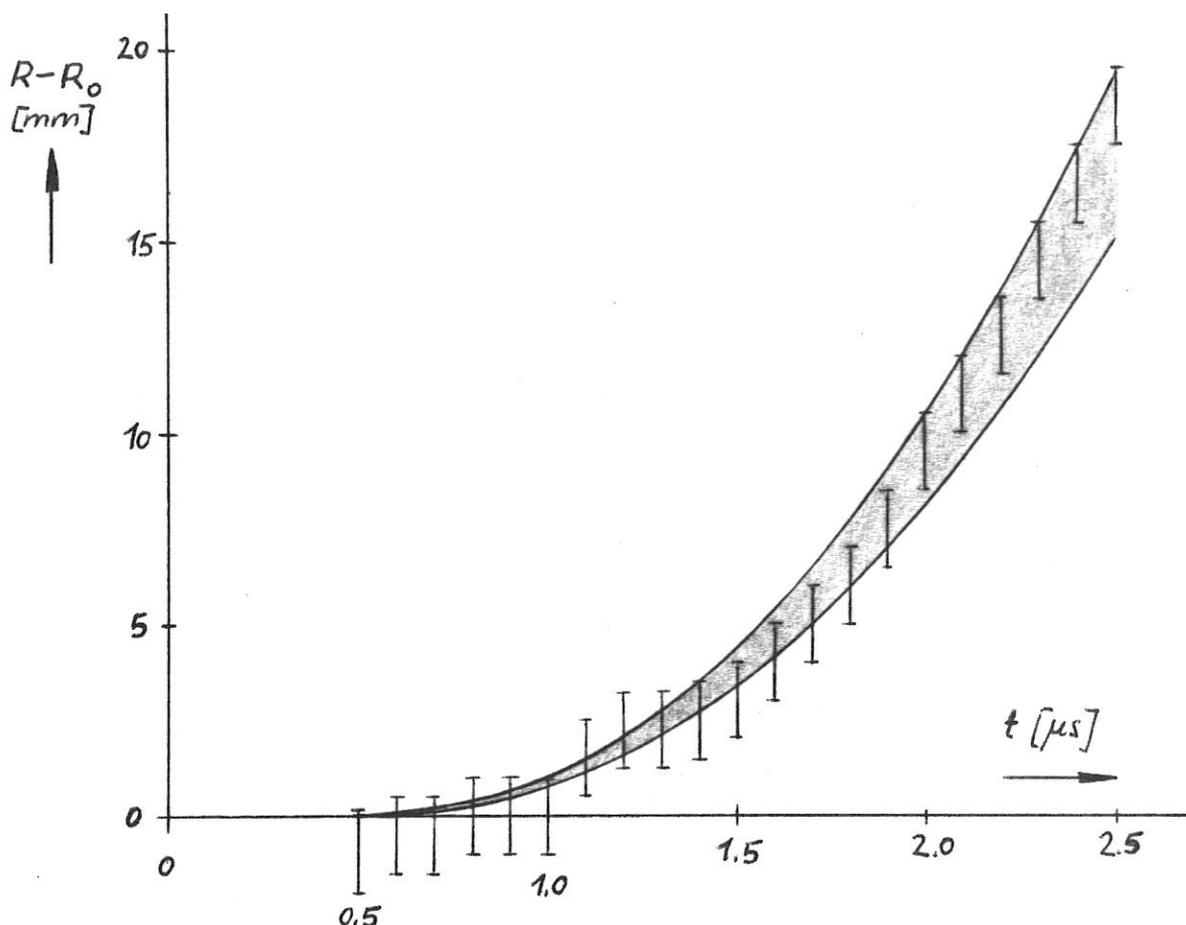


Abb. 8: Driftbewegung eines Wasserstoffplasmas im toroidalen Theta-Pinch (Normaltorus).  
 Vergleich des berechneten Driftweges (ausgezogene Kurven geben die Fehlerschranken an) mit dem aus Intensitätsprofilen gemessenen (senkrechte Striche).  
 $R - R_0$  = Abstand des Plasmamittelpunkts vom Mittelpunkt des Torusquerschnitts.

Mit diesem Experiment werden die Untersuchungen der Hauptentladung am toroidalen Theta-Pinch Plasma mit rein azimuthalem Magnetfeld im Temperaturbereich von  $kT \approx 10$  eV abgeschlossen. Zukünftige Experimente an dieser Anlage dienen der Untersuchung der z- und Theta-Pinch Vorionisierung. Mit der bisher benutzten Theta-Pinch Vorionisierung (Frequenz  $\approx 185$  kHz, max. elektr. Feldstärke 120 V/cm) konnte zum Zeitpunkt des Beginns der Hauptentladung eine mittlere Elektronentemperatur von  $kT \approx 3$  eV erreicht werden. [50, MPI-PAE/P1. 11/65].

## 2.6 Experimente Cusp

Für die Experimente in toroidaler Cuspgeometrie wurden im Berichtsjahr zwei toroidale Theta-Pinch Apparaturen - "LUPUS" und "SPINNE" - mit der gleichen Geometrie ( $R = 26$  cm,  $r = 3$  cm) ausgebaut. Die LUPUS-Spule hat 8 Windungen und die der SPINNE ist einwindig. Der Feldanstieg ist  $1,3 \cdot 10^9$  und  $5 \cdot 10^9$  G/s. Das Hexapolfeld wird erzeugt durch sechs Leiter zwischen der Spule und dem Pyrex-Glasgefäß. Der Energieinhalt der Batterien für das azimuthale Feld und das Hexapolfeld ist bei LUPUS etwa  $2 \cdot 10$  kJ und bei der SPINNE etwa  $2 \cdot 40$  kJ. Beide Kreise einer Apparatur haben die gleiche Entladungsfrequenz und werden gleichzeitig gezündet.

Zur Bestimmung der Teilchenverluststraten braucht man Messungen von Radius, Temperatur und Dichte des Plasmas. Der Radius ist aus Schmierkameraaufnahmen und aus der Intensitätsverteilung des Kontinuumslichtes gewonnen. Schmierkamerabild und Höhenschichtlinienbild der Intensitätsverteilung des Kontinuumslichtes sind in Abb. 9 dargestellt

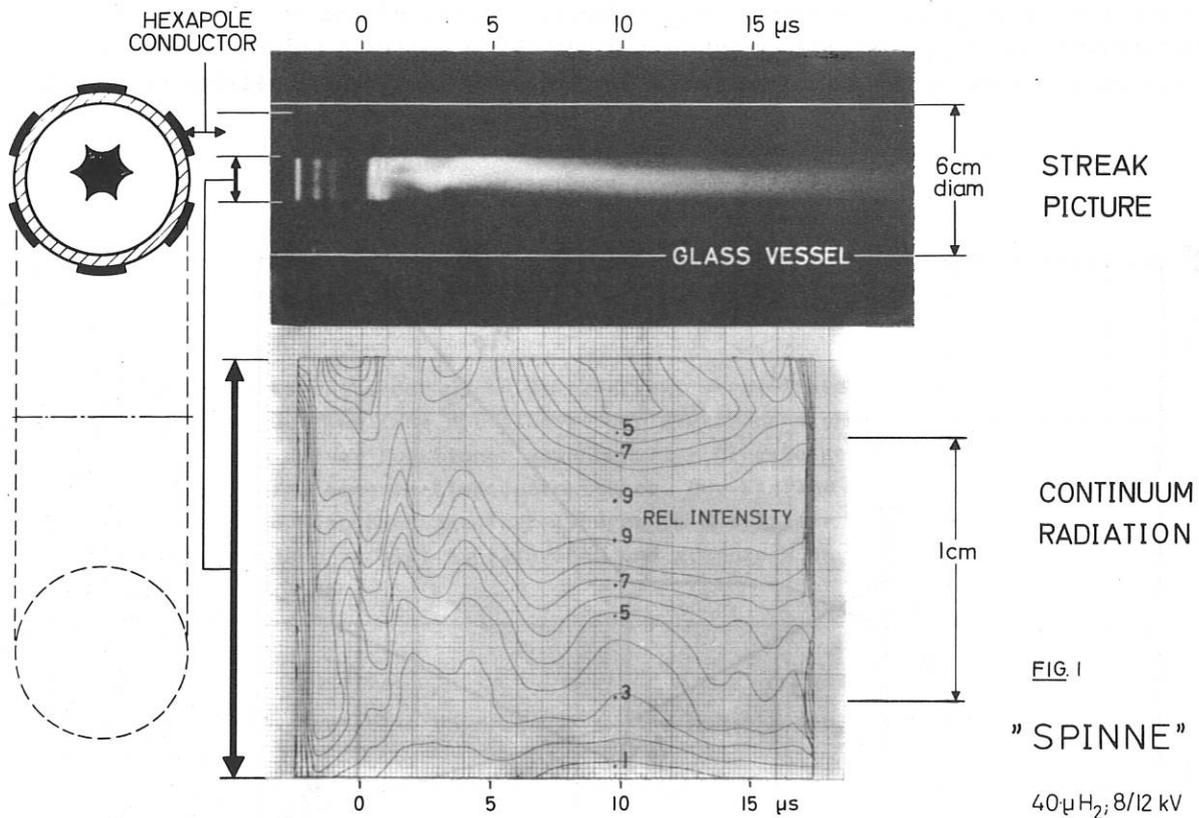


Abb. 9: Zeitliche Variation der Lage des Plasmas und der Kontinuums-Strahlung beim Experiment "SPINNE"

Die Elektronentemperatur ist aus  $H_{\beta}$ /Kontinuum und für die höheren Temperaturbereiche aus dem zeitlichen Auftreten der Maximalintensität des Lichtes von Verunreinigungslinien bestimmt. Die mittlere Elektronendichte wird gemessen mit Hilfe der Absolutintensität des Kontinuums und für die LUPUS-Entladung zusätzlich mit dem Stark-Effekt. Bei der Bestimmung der mittleren Dichte und Gesamtteilchenzahl gehen Annahmen über die Geometrie in die Auswertung ein. Elektronendichte, Temperatur und das Magnetfeld ergeben  $\beta = (4 \mu_0 n kT)/B^2$ . Dieses fällt bei der LUPUS-Entladung schnell ab (auf 0,1 nach 5  $\mu$ s), bei der SPINNE liegt der Wert bei 1 während der ersten 6  $\mu$ s.

Die experimentelle Verlustrate  $\mathcal{V}_{\text{exp}}$  berechnet sich aus

$$\mathcal{V}_{\text{exp}} = -\frac{\dot{N}}{N} = -\left(\frac{\dot{n}}{n} + 2 \frac{\dot{r}_p}{r_p}\right)$$

Der relative Fehler von  $\nu_{\text{exp}}$  geht hauptsächlich auf die Ungenauigkeit von  $\dot{r}_p$  zurück und liegt bei  $\pm 100\%$ . Die Werte sind mit Fehlergrenzen in Abb. 10 eingetragen. Meßpunkt 1 resultiert aus einer Messung am LUPUS bei kleinem  $\beta$  und stimmt daher am besten mit den Verluststraten  $\nu_{\text{th}}$  nach dem Modell für freies Abströmen der Teilchen überein. Meßpunkte 2 - 4 entsprechen hohen  $\beta$ . Es ergibt sich gute Übereinstimmung mit dem Modell für Cusp-widerstandsverluste  $\nu_{r\psi}$ . Bei voller Auslastung der SPINNE-Batterie und kleinen Drucken kann die Untersuchung in den 100 eV-Bereich ausgedehnt werden. [31; 62; MPI-PAE/Pl. 4/65].

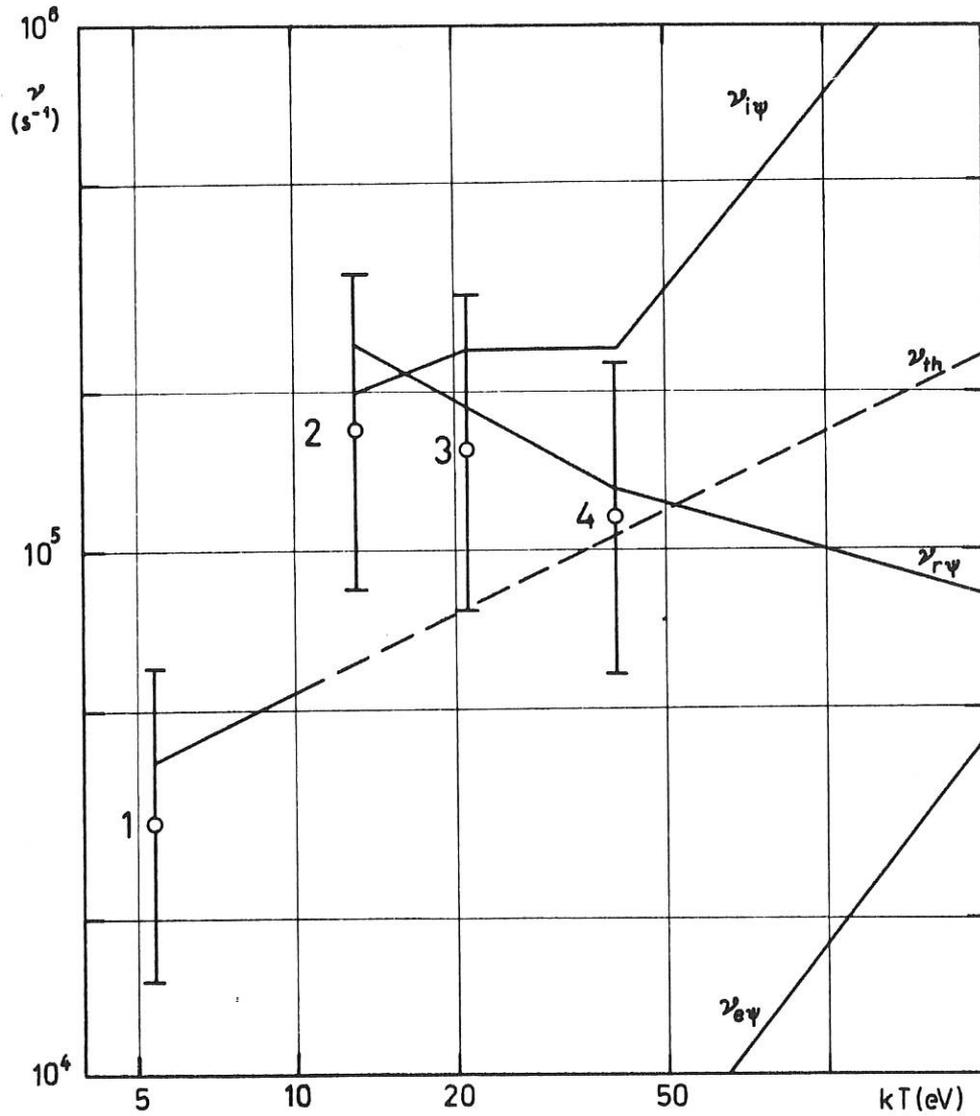


Abb. 10: Verluststraten in Abhängigkeit von der Temperatur

## 2.7 Datenverarbeitung

Die Auswertung von Meßergebnissen mittels der IBM 7090 wurde erweitert. Folgende Verfahren wurden dafür zusätzlich entwickelt:

Die Subroutine DRAW gestattet unter Verwendung des externen Druckers, bis zu 10 unterschiedliche Kurven gemeinsam darzustellen. Koordinatenachsen und deren Skalenwerte werden mit ausgedruckt.

Die Subroutine KARTE berechnet mittels linearer Interpolation mit vorgegebbarer Toleranzbreite TOL Höhenschichtlinien einer eingegebenen positiv definiten Matrix. Wunschgemäß werden entweder das absolute Matrix-Maximum, die relativen Zeilenmaxima oder die relativen Spaltenmaxima auf 100 % normiert. Im vorgegebenen Format werden 11 Höhenschichtlinien ausgedruckt.

Aus der Halbwertsbreite der durch Stark-Effekt verbreiteten Linie  $H_{\beta}$  werden bei bekanntem Plasma-Radius räumliche Mittelwerte der Elektronendichte sowie die Linien-Dichte und Zeitableitungen dieser Funktionen gewonnen. Zur Eingabe gelangen die bei verschiedenen Wellenlängen aufgenommenen Lichtintensitäten. Der Einfluß der endlichen Spaltbreite und unterschiedliche Hochspannungseinstellungen am Multiplier werden berücksichtigt. Die Ausgabe der Ergebnisse erfolgt tabellarisch und graphisch unter Verwendung der Subroutine DRAW.

## 3. Spezielle Untersuchungen und Meßmethoden an heißen Plasmen

Zum Teil im Rahmen von Diplom- und Promotionsarbeiten wurden einige Arbeiten außerhalb des Theta-Pinch Programms durchgeführt. Besonderer Wert wurde auf Weiterentwicklung von speziellen Meßmethoden an heißen und dichten Plasmen gelegt. Folgende Probleme wurden bearbeitet:

### 3.1 Verdampfung und Ionisation von deuterierten Metallen durch einen Laser

(F. Chiapetti)

### 3.2 Entwicklung einer gepulsten Neutronenquelle

(H.J. Schneider-Muntau)

### 3.3 Entwicklung von speziellen elektronischen Geräten

(F. Lindenberger)

### 3.4. Entwicklung eines elektrostatischen Energieanalysators

(H. Niedermeyer)

### 3.5 Vorarbeiten zur Messung der Faraday-Drehung

(E. Glock, A. Heiss)

### 3.6 Theoretische Untersuchungen zur statistischen Mechanik dichter Plasmen und zur Lichtstreuung an Plasmen

(O. Theimer)

Eine Reihe von Arbeiten zu diesen Themen wurde zur Veröffentlichung eingereicht.

Außerdem wurden folgende Probleme einer vorläufigen Analyse unterzogen und sollen zum Teil weiterbehandelt werden:

- a) Die Breite der von einem Plasma gestreuten "Satelliten Linie".
- b) Die stationären Zustände des negativen Wasserstoffions und ihr Beitrag zum Wasserstoffkontinuum.
- c) Lichtstreuung an angeregten Atomen in einem Plasma.

### 3.7 Messung der Ionentemperatur eines Plasmas aus der Vorwärtsstreuung von Laserlicht

(B. Kronast, H. Röhr, E. Glock)

Die Hauptteile der Anordnung für die Vorwärtsstreuung, wie Blendensysteme für Ein- und Austritt des Laserstrahles am Entladungsgefäß, Beobachtungsteil und ein speziell entwickelter hochauflösender Monochromator [35] wurden im Frühjahr fertiggestellt. Nach Eintreffen des Hochleistungslasers wurde die Anordnung im Rahmen von 90° Laserstreuungen an ISAR I erprobt. Es zeigte sich, daß die Blendensysteme zur Reduzierung des unerwünschten Falschlichtes noch ungenügend waren. Die Blendensysteme wurden anschließend so weit entwickelt, daß das Intensitätsverhältnis von Falschlicht zu primärem Laserlicht um 3 Größenordnungen auf  $10^{-11}$  zurückging. Damit konnte die Messung am Theta-Pinch mit Aussicht auf Erfolg versucht werden. Es gelang, die in der Ionenlinie enthaltene Gesamtstreuintensität zu messen. Eine spektrale Auflösung der Linie war jedoch noch nicht möglich. Ursache hierfür war vor allem die zu hohe Halbwertsbreite der Laserlinie, die wesentlich größer war als von der Lieferfirma garantiert. Durch systematische Untersuchung des Lasers gelang es für 30 % der Schüsse die nötige Linienbreite von  $0,1 \text{ \AA}$  unter Inkaufnahme einer Laserleistung von nur 200 - 300 MW zu erhalten. Um den Leistungsabfall teilweise zu kompensieren, wurden Empfängerteil und Monochromator zu höheren Lichtstärken weiterentwickelt. Damit sollte es möglich sein, trotz der geringeren Laserleistung die spektrale Auflösung der Ionenlinie im Streuspektrum zu erreichen und damit Aufschluß über die Ionentemperatur zu gewinnen.

### 3.8 Infrarotemission eines Theta-Pinch Plasmas

(D. Gross)

Am Theta-Pinch II wurde die Infrarot(IR)-Emission im Wellenlängenintervall  $0,10 - 0,13 \text{ mm}$  gemessen. Der Fülldruck betrug 150 m Torr  $\text{H}_2$ , das Plasma wurde durch eine schnelle Theta-Pinch Vorentladung vorionisiert und befand sich in einem parallelen Vorfeld von  $0,8 \text{ kG}$ .

Die Zeitauflösung des Sb-dotierten Germaniumdetektors ( $T_{\text{Det}} = 4,2 \text{ }^{\circ}\text{K}$ ) betrug 70 bzw. 150 ns je nach Empfindlichkeit. Das IR-Signal konnte durch ein eigens gebautes Strahlungsnormalsignal auf absolut  $\pm 30 \%$  geeicht werden. Durch eine zylinder-fokussierende Optik konnte die radiale Abhängigkeit der IR-Strahlung mit einer Ortsauflösung von 3,5 mm bestimmt werden.

Die Messungen ergaben für Zeiten  $t < 500 \text{ ns}$  eine zeitlich und intensitätsmäßig gute Übereinstimmung mit einem durch numerische Integration der Strahlungstransportgleichung gewonnenem Intensitätsverlauf der IR-Bremsstrahlung [IPP 1/33]. Für Zeiten  $t > 500 \text{ ns}$  wurde die IR-Emission mit einer Formel für den Absorptionsindex einer inhomogenen Plasmaschicht kritischer Dichte durch Einsetzen experimenteller Dichte- und Temperaturverläufe berechnet und für  $t = 0,5 \text{ } \mu\text{s}$  Übereinstimmung, für  $t > 1,0 \text{ } \mu\text{s}$  jedoch eine ca. 10-fach erhöhte IR-Emission gefunden (letztere liegt jedoch immer noch ca. um den Faktor 20 unter einer Schwarzkörperemission bei  $T = 80 \text{ eV}$ ); diese erhöhte Emission kann möglicherweise von kühleren Randzonen des Plasmazylinders herrühren. In einem frühen Zeitpunkt der Entladung, bei  $t = 100 \text{ ns}$  wurde ein ausgeprägtes Strahlungsmaximum beobachtet. Die Deutung dieses Maximums (aber möglicherweise auch der erhöhten Emission für  $t > 1 \text{ } \mu\text{s}$ ) soll versuchsweise als nichtthermische Strahlung einer zeitweise turbulenten Zone am Außenrand des Plasmazylinders interpretiert werden (siehe z.B. G. Bardotti et al, Rapporto Interno L.G.I. 65/11); zur endgültigen Klärung dieses Phänomens wären jedoch weitere Messungen, namentlich bei niedrigerem Fülldruck und variierten IR-Wellenlängen notwendig [IPP 1/38; IPP 1/41; IPP 1/42]

### 3.9 Vakuum-UV-Spektroskopie

(R. Wunderlich)

Mit einem normal-incidence-Vakuum-UV-Monochromator wurden am Theta-Pinch II zeitintegrierte Spektren im Bereich zwischen  $1000 \text{ \AA}$  und  $2000 \text{ \AA}$  aufgenommen und erste photoelektrische Messungen an Verunreinigungslinien durchgeführt. Es wurde ein neues photoelektrisches Registriersystem entwickelt, bei dem der Szintillator nicht in Durchsicht sondern als reflektierendes Element benutzt wird. Zur Messung der Absolutintensität im Bereich unter  $1000 \text{ \AA}$  soll der Photoeffekt an Metallen benutzt werden.

### 3.10 Untersuchung ultraweicher Röntgenstrahlung durch absorbierende Gasschichten

(M. Kaufmann)

Unterhalb der Ionisierungsgrenze absorbieren Edelgase elektromagnetische Strahlung durch Photoionisation. Registrierung der durch Gasschichten verschiedenen Drucks durchgelassenen Strahlung ermöglicht Rückschlüsse auf die spektrale Zusammensetzung der Primärstrahlung im Vakuum UV Bereich, da die Absorption der Gase stark von der Wellenlänge abhängt. Die übliche Registrierung der Strahlung durch Fluoreszenz und geschlossenen SEV ist bei dieser Messung nicht möglich, da das langwellige Licht nicht von der Gasschicht absorbiert wird und so die Fluoreszenzstrahlung überdeckt. Dagegen geht die Quantenausbeute des Photoeffektes von Metallen hoher Austrittsarbeit wie Wolfram, Gold und Platin schon für Licht langwelliger als etwa  $1200 \text{ \AA}$  stark zurück. Es wurde deshalb versucht, durch eine offene Photozelle mit geeigneter Kathode zu registrieren.

Als Strahlquelle für die Untersuchung des Meßverfahrens dient ein Z-Pinch bei hohen Anfangsdrucken, der ein Plasma von ca.  $10 \text{ eV}$  und  $10^{19}$  Elektronen pro  $\text{cm}^3$  erzeugt. Neben

der Entwicklung des Meßverfahrens, das sich unter Umständen für Strahlungsverlustmessungen an heißen Plasmen einsetzen läßt, wird auch versucht, die Temperatur des dichten Z-Pinch aus dem Abfall des Rekombinationskontinuums zu bestimmen.

### 3.11 Antipinch

(W. Engelhardt, W. Katsaros)

#### Technische Daten:

Energie		52 kJ
Ladespannung		36 kV
Schwingungsdauer		14 $\mu$ s
Entladungsgefäß	Innenradius	8,3 cm
	Außenradius	22,6 cm
	Länge	25 cm

Die Stoßwellenexperimente am Antipinch wurden in diesem Jahr abgeschlossen. Um die Eigenschaften des "magnetischen Kolbens" (Breite der Stromschicht, Massenmitnahme, Geschwindigkeit) zu untersuchen, wurde die Stromdichte mit Magnetfeldsonden und die Elektronendichte mit einem Mach-Zehnder-Interferometer in zeitlicher und örtlicher Auflösung gemessen. Durch Messung der Breite und der Geschwindigkeit der ionisierten Front sowie des Dichtesprungs wurde versucht, Stoßwellen nachzuweisen. Die Untersuchungen wurden an Entladungen mit und ohne Vorionisierung bei Anfangsdrücken zwischen 0,05 und 0,5 Torr durchgeführt.

Da side-on-framing-Aufnahmen zeigten, daß die ursprünglich verwendete Gleichstromvorentladung inhomogen ionisierte, wurde eine durchschwingende Vorentladung verwendet. Sie bewirkte zusammen mit einer Verkürzung des Entladungsgefäßes von 50 cm auf 25 cm Länge eine zumindest in Z-Richtung hinreichend homogene Vorionisierung. Dadurch war eine genügend reproduzierbare und zylindersymmetrische Expansion des Plasmazyllinders bei der nachfolgenden Hauptentladung möglich. Der Vorionisierungsgrad war nicht variabel und lag bei etwa 1 %.

Die Profile der Stromdichteverteilung zeigten, daß die Breite der stromführenden Schicht von etwa der gleichen Größenordnung ist, wie die Strecke, um die sich eine Stoßwelle unter den gegebenen Bedingungen von einem Flächenkolben ablösen würde. Die Integration der Elektronendichteprofile ergab, daß der magnetische Kolben bei Entladungen ohne Vorionisierung den größten Teil der Masse (70 - 100 %) in einer Schicht von 2 - 3 cm Dicke mitführt. Bei Entladungen mit Vorionisierung ist die Masse in der Schicht geringer (40 - 70 %), was sowohl auf eine größere Durchlässigkeit des Kolbens, als auch auf eine inhomogene radiale Verteilung der Anfangsdichte nach der Vorentladung zurückzuführen ist. Die Abhängigkeit der Kolbengeschwindigkeit vom Fülldruck und von der Zeit stimmt mit Rechnungen nach dem Schneepflugmodell überein, wobei der experimentell gefundene Massenmitnahmefaktor eingesetzt wurde. Die Geschwindigkeit ist über drei Viertel des 14 cm langen Expansionsweges nahezu konstant und entspricht Machzahlen bezüglich des ruhenden Gases von etwa 17 (mit Vorionisierung) bzw. 85 (ohne Vorionisierung).

Aus den Interferogrammen wurden Stoßfrontgeschwindigkeiten, Kolbengeschwindigkeit und Dichtesprung bestimmt. Diese experimentellen Werte wurden mit Rechnungen nach einem ebenen Stoßwellenmodell verglichen. Für Entladungen ohne Vorionisierung war die Überein-

der Entwicklung des Meßverfahrens, das sich unter Umständen für Strahlungsverlustmessungen an heißen Plasmen einsetzen läßt, wird auch versucht, die Temperatur des dichten Z-Finich aus dem Abfall des Rekombinationskontinuums zu bestimmen.

### 3.11 Antipinch

(W. Engelhardt, W. Katsaros)

#### Technische Daten:

Energie		52 kJ
Ladespannung		36 kV
Schwingungsdauer		14 $\mu$ s
Entladungsgefäß	Innenradius	8,3 cm
	Außenradius	22,6 cm
	Länge	25 cm

Die Stoßwellenexperimente am Antipinch wurden in diesem Jahr abgeschlossen. Um die Eigenschaften des "magnetischen Kolbens" (Breite der Stromschicht, Massenmitnahme, Geschwindigkeit) zu untersuchen, wurde die Stromdichte mit Magnetfeldsonden und die Elektronendichte mit einem Mach-Zehnder-Interferometer in zeitlicher und örtlicher Auflösung gemessen. Durch Messung der Breite und der Geschwindigkeit der ionisierten Front sowie des Dichtesprungs wurde versucht, Stoßwellen nachzuweisen. Die Untersuchungen wurden an Entladungen mit und ohne Vorionisierung bei Anfangsdrücken zwischen 0,05 und 0,5 Torr durchgeführt.

Da side-on-framing-Aufnahmen zeigten, daß die ursprünglich verwendete Gleichstromvorentladung inhomogen ionisierte, wurde eine durchschwingende Vorentladung verwendet. Sie bewirkte zusammen mit einer Verkürzung des Entladungsgefäßes von 50 cm auf 25 cm Länge eine zumindest in Z-Richtung hinreichend homogene Vorionisierung. Dadurch war eine genügend reproduzierbare und zylindersymmetrische Expansion des Plasmazylinders bei der nachfolgenden Hauptentladung möglich. Der Vorionisierungsgrad war nicht variabel und lag bei etwa 1 %.

Die Profile der Stromdichteverteilung zeigten, daß die Breite der stromführenden Schicht von etwa der gleichen Größenordnung ist, wie die Strecke, um die sich eine Stoßwelle unter den gegebenen Bedingungen von einem Flächenkolben ablösen würde. Die Integration der Elektronendichteprofile ergab, daß der magnetische Kolben bei Entladungen ohne Vorionisierung den größten Teil der Masse (70 - 100 %) in einer Schicht von 2 - 3 cm Dicke mitführt. Bei Entladungen mit Vorionisierung ist die Masse in der Schicht geringer (40 - 70 %), was sowohl auf eine größere Durchlässigkeit des Kolbens, als auch auf eine inhomogene radiale Verteilung der Anfangsdichte nach der Vorentladung zurückzuführen ist. Die Abhängigkeit der Kolbengeschwindigkeit vom Fülldruck und von der Zeit stimmt mit Rechnungen nach dem Schneepflugmodell überein, wobei der experimentell gefundene Massenmitnahmefaktor eingesetzt wurde. Die Geschwindigkeit ist über drei Viertel des 14 cm langen Expansionsweges nahezu konstant und entspricht Machzahlen bezüglich des ruhenden Gases von etwa 17 (mit Vorionisierung) bzw. 85 (ohne Vorionisierung).

Aus den Interferogrammen wurden Stoßfrontgeschwindigkeiten, Kolbengeschwindigkeit und Dichtesprung bestimmt. Diese experimentellen Werte wurden mit Rechnungen nach einem ebenen Stoßwellenmodell verglichen. Für Entladungen ohne Vorionisierung war die Überein-

stimmung mit 20 % befriedigend. Die Breite der Stoßfront ergab sich hier zu etwa 5 freien Weglängen. Bei Entladungen mit Vorionisierung ergaben sich dagegen Abweichungen vom ebenen Modell bis zu 50 %. Unter diesen Bedingungen wurde außerdem ein sehr flacher Anstieg in der Vorderflanke des Dichteprofiles (von etwa 1 cm) gemessen, der schwer als Stoßfront zu interpretieren ist.

Durch end-on-Schmieraufnahmen des Plasmalichtes wurde weiter die Ausdehnung des leuchtenden Bereiches mit der Breite der Elektronendichteprofile verglichen. Für Entladungen ohne Vorionisierung fallen die Bereiche zusammen. Mit Vorionisierung tritt dagegen vor der stark leuchtenden Plasmaschicht eine schwach leuchtende Zone auf, die sich mit konstanter Geschwindigkeit von der stromführenden Schicht entfernt. Um zu untersuchen, ob in der vorlaufenden Leuchtfront eine radiale Teilchenbewegung auftritt, wurde eine neu entwickelte piezoelektrische Drucksonde (Jahresbericht 1964) eingesetzt. Durch die Entwicklung eines speziellen Druckleitersystems konnte mit der Sonde eine Zeitauflösung von 100 ns und eine räumliche Auflösung von  $\pm 2$  mm erreicht werden. Die Sonde wurde in einem piezoelektrischen Stoßgenerator auf  $\pm 10$  % absolut geeicht. Die Messungen mit dieser Sonde zeigten, daß in der vorlaufenden Front eine Teilchenbewegung erfolgt. Aus den Sondersignalen (prop.  $\mathcal{I} \cdot v^2$ ) kann man die Zahl der sich radial bewegenden Teilchen bestimmen. Diese Zahl ist jedoch zu klein, d.h. der bei einer Stoßwelle zu erwartende Dichtesprung wird in diesem Fall nicht gefunden. Da die Anlage aus Raumgründen abgebaut werden sollte, mußten weitere klärende Messungen unterbleiben.

EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 2 (DR. G. VON GIERKE)

1. Toroidale Einschließung - WENDELSTEIN

(D. Eckhartt, G. v. Gierke, G. Grieger, M. Hashmi, F.W. Hofmann <sup>+</sup>), H.P. Zehrfeld)  
(Ingenieure: C. Freudenberger, J. Kolos, M. Zippe)

1.1 Übersicht

Die früheren Experimente mit Cs-Plasmen im Stellarator W1a ( $\ell = 3$ ) <sup>1)</sup> hatten ergeben, daß die Teilchenverluste auch für thermische Alkaliplasmen erheblich größer waren, als aufgrund der endlichen elektrischen Leitfähigkeit des Plasmas erwartet. Zwar konnte gezeigt werden <sup>2)</sup>, daß für viele dieser Experimente mit einer Rotationstransformation des Magnetfeldes vom Typ  $\ell = 3$  die Größe der Ausgleichmassenflüsse - zumindest nahe der magnetischen Achse - die Existenz eines dissipativen Gleichgewichts <sup>3)</sup> des Plasmas im Stellarator-Magnetfeld nicht zuläßt; doch lieferten auch diejenigen Experimente, für die die oben gegebene Aussage ein Gleichgewicht nicht ausschließt, keinen gravierenden Unterschied in ihren Ergebnissen.

Deshalb waren zwei grundlegende Experimente von großem Interesse:

- a) Die Stellaratorexperimente mit einer Rotationstransformation des Magnetfeldes vom Typ  $\ell = 2$  (W1b) zu wiederholen. Diese Magnetfeldkonfiguration gewährleistet - kleine Plasmadichten vorausgesetzt - auch nahe der magnetischen Achse hinreichend kleine Ausgleichströme und damit kleinstmögliche Ausgleichmassenflüsse. Wenn also im Stellarator überhaupt ein dissipatives Gleichgewicht möglich ist, dann sollte es unter diesen Bedingungen existieren.
- b) Die Versuche in einer toroidalen Apparatur (WV) zu wiederholen, die ein dissipatives Gleichgewicht des Plasma erlauben, ohne daß Ausgleichströme oder Ausgleichmassenflüsse erforderlich wären. Diese Forderung ist gleichbedeutend damit, daß die Divergenz der diamagnetischen Ströme überall verschwindet; sie wird allgemein in solchen toroidalen Anordnungen erfüllt, in denen das Magnetfeld nur meridionale Komponenten hat und alle Plasmaparameter vom Azimut unabhängig sind. Zur Erzielung der Stabilität wird man eine solche Konfiguration wählen, die die Bedingung  $\nabla p \cdot \nabla \int \frac{d\ell}{B} > 0$  erfüllt <sup>4)</sup>. Während also das erste der beiden Experimente zeigen sollte, ob unter Stellaratorbedingungen überhaupt ein dissipatives Gleichgewicht möglich ist, sollte das zweite eine Aussage darüber zulassen, welchen Einfluß Ausgleichströme und -massenflüsse auf das Gleichgewicht haben. Dabei ist es sinnvoll, den experimentellen Aufwand zunächst nicht zu hoch zu treiben, d.h. sich zunächst darauf zu beschränken, daß die Versuchsbedingungen lediglich den Schluß zulassen, ob die beobachteten Teilchenverluste klein sind gegenüber den nach dem "pump-out"-Effekt erwarteten.

+) Gast vom Plasma Physics Laboratory, Princeton University / USA

1) N. D'Angelo, D. Dimock, J. Fujita, G. Grieger, M. Hashmi, W. Stodiek, "Particle Losses of a Cesium Plasma in a Stellarator"; 6. Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases, Paris 1963

2) MPI-PA-29/64, D. Eckhartt, G. Grieger, "Particle Losses of a Cesium Plasma in a Stellarator"

3) Wir benutzen hier einen Ausdruck von S. Yoshikawa, der den Einfluß der endlichen Leitfähigkeit berücksichtigt

4) B.B. Kadomtsev in "Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions", Herausg.: M.A. Leontvich, Vol. IV, p. 27, Pergamon Press (1960)

(Der Nachweis, daß die Verluste auf Widerstandsdiffusion <sup>1)</sup> und Volumenrekombination beschränkt werden können, bliebe dann einem späteren, komplizierteren Experiment vorbehalten.) Damit kann man - selbst wenn man für alle konkurrierenden Prozesse Verlustraten fordert, die ein bis zwei Größenordnungen kleiner sind als die "pump-out"-Verluste - noch erhebliche Rekombinationsverluste, z.B. auf den dem Plasma ausgesetzten Isolatoroberflächen, zulassen.

Gleichzeitig wurden Vorversuche unternommen, die im vorangegangenen Absatz angeführten Teilchenverluste durch Rekombination an den dem Plasma ausgesetzten keramischen Oberflächen so weit zu reduzieren, daß sie vernachlässigbar klein werden gegenüber der Widerstandsdiffusion. Ebenso soll die Verwendung von Ba-Plasma statt der bisher benutzten Cs-Plasmen es ermöglichen, die Resonanzfluoreszenz zur Messung der lokalen Teilchendichte heranzuziehen und damit die Verwendung von Langmuir-Sonden überflüssig zu machen. Das ist notwendig, da auch diese eine unerwünschte Teilchensenke darstellen und darüber hinaus in der Interpretation der mit ihrer Hilfe erzielten Meßergebnisse umstritten sind.

Erste Versuche an einem Ba-Plasma wurden einer Q-Maschine (W III) aufgenommen. Dabei ergaben sich Diskrepanzen in den unter Benutzung der Resonanzfluoreszenz und von Langmuir-Sonden ermittelten Teilchendichten, die Fragen grundsätzlicher Natur aufwarfen. Diese werden auch in der Zukunft weiter verfolgt.

#### 1.2 Stellarator mit helischen Windungen vom Typ $\ell = 2$ (W1b)

(D. Eckhartt, G. v. Gierke, G. Grieger)

Wie in früheren Versuchen wurde auch hier ein Cs-Plasma durch Kontaktionisation an der Oberfläche eines geheizten Ta-Stückes von 0,4 cm Durchmesser stationär erzeugt. Die resultierenden Profile der Teilchendichte wurde unter Verwendung elektrostatischer Doppelsonden bestimmt. Für ein Hauptmagnetfeld von 10 kG und eine Rotationstransformation von  $\iota \approx 70^\circ$  [26] ergaben sich mittlere Teilchenlebensdauern, die sich allein durch Rekombination auf der Oberfläche der Emitter- und Sondenhalterung und Widerstandsdiffusion beschreiben lassen und die um  $1\frac{1}{2}$  Größenordnungen kleiner sind als "pump-out"-Verluste. Form und Höhe der gemessenen Profile stimmen dabei recht gut mit berechneten Profilen überein, denen nur die beiden erwähnten Verlustmechanismen zugrunde liegen. Halbiert man die Stärke des toroidalen Magnetfeldes und verdoppelt gleichzeitig den Rotationstransformationswinkel, so erhält man in Übereinstimmung mit der Theorie die gleichen Ergebnisse. Verschiebt man die Plasmaquelle von der Rohrseele weg auf die Wand zu, so kann man sich im Innern der durch die Emitterhalterung gebildeten Senke entledigen und kann stattdessen eine kleine Sonde in das Plasma einführen. Diese bildet dann die einzige Senke in dem betrachteten Bereich und liefert zugleich den für den Fluß nach innen erforderlichen Dichtegradienten. Auch die Ergebnisse dieser Messung lassen sich unter alleiniger Annahme von Widerstandsdiffusion und Rekombination erklären und widersprechen einem "pump-out"-Mechanismus [32].

Geht man mit dem Rotationstransformationswinkel gegen 0, d.h. geht man zu einem rein toroidalen Magnetfeld über, so ergeben sich - in Übereinstimmung mit früheren Experimenten - Teilchen-Verlustraten, die man dem Auftreten der "U-bend"-Drift zuschreiben kann.

---

1) Wir ziehen die Bezeichnung "Widerstandsdiffusion" ("resistive diffusion") der "klassischen" oder "Stoß"-Diffusion vor, da sie sich eindeutig auf Stöße zwischen Ionen und Elektronen bezieht und für den Stellarator auch Effekte der endlichen Leitfähigkeit parallel zu B umfaßt.

Gegen Ende des Berichtsjahres ergaben sich Schwierigkeiten, die oben erwähnten Ergebnisse hinsichtlich der erzielten Teilchenlebensdauer zu reproduzieren. Die jetzt erhaltenen, in üblicher Weise berechneten Teilchenlebensdauern waren um etwa einen Faktor 3 kleiner als die früher unter sonst gleichen Bedingungen gemessenen. (Allerdings waren inzwischen die vorhandenen Transformatorkerne entfernt worden. Das war notwendig geworden, weil die Umkehrung aller Magnetfelder einen neuen Abgleich der Korrekturfelder notwendig machte und der Änderungsbetrag zu groß war, als daß er dem magnetischen Erdfeld zugeschrieben werden könnte.) Zu dem Verfahren, nach dem die mittlere Teilchenlebensdauer bestimmt wird, muß jedoch bemerkt werden, daß die Gesamtzahl der im Plasma vorhandenen Ionen bei eingeschaltetem Magnetfeld ermittelt, der Quellfluß, auf den sie bezogen wird, jedoch vor dem Einschalten des Magnetfeldes gemessen wird. In den früheren Experimenten wurde dazu sichergestellt, daß die Quellstärke mit dem Einschalten des Magnetfeldes im Mittel um nicht mehr als 20% abnahm (ein Ansteigen wurde nie beobachtet), so daß alle Teilchenlebensdauern nach unten abgeschätzt sind.

Bei den letzten Versuchen hatte sich jedoch gezeigt, daß auch die mit einer Löffel-sonde gemessene Quellstärke um etwa einen Faktor 3 mit dem Einschalten des Magnetfeldes abnimmt. Bezieht man also die resultierende Teilchendichte auf die in Anwesenheit des Magnetfeldes gemessene Quellstärke, so stellen die erwähnten Meßergebnisse keinen Widerspruch mehr dar zu den früheren Resultaten. Um diese Aussage auf eine sichere Basis zu stellen, werden die Vorgänge bei der Plasmaerzeugung in einer linearen Anordnung (W IV) näher studiert.

### 1.3 Plasmaerzeugung (W IV)

(D. Eckhartt, G. Grieger, F.W. Hofmann <sup>+</sup>), S. Miyoshi <sup>++</sup>)

Zur Bestimmung der mittleren Teilchenlebensdauern in den toroidalen Apparaturen ist die Kenntnis des Plasmaquellflusses von entscheidender Bedeutung. Er läßt sich, eine Elektronenschicht am Emitter vorausgesetzt, leicht aus dem Ionensättigungsstrom auf die die Quelle umgebende metallische Wand des Vakuumgefäßes bestimmen, solange kein wandparalleles Magnetfeld angelegt ist. Um jedoch den Einfluß des Magnetfeldes auf den die Quelle verlassenden Plasmafluß zu untersuchen, wurde die Apparatur W IV wieder in Betrieb genommen. Sie ist aus Teilen aufgebaut, die mit denen der W I - Apparatur identisch sind. Das Magnetfeld ( $B = 40$  kG) wird durch ein 90 cm langes Solenoid erzeugt. In der Mittelebene befindet sich eine der in den W I - Apparaturen verwendeten Plasmaquellen. Von beiden Enden sind verschiebbare Tellersonden eingebracht. Der Betrieb erfolgt wie in den W I - Apparaturen, d.h. mit gepulstem Magnetfeld ( $B = 20$  kG,  $t \approx 0,5$  s) und während dieser Zeit abgeschalteter Heizung des Emitters.

Erste Ergebnisse zeigen:

- a) Nach Abschalten der Emitterheizung kann der Quellfluß für mindestens 1 s auf  $\pm 10\%$  konstant gehalten werden.

---

<sup>+</sup>) Gast vom Plasma Physics Laboratory, Princeton University / USA

<sup>++</sup>) Gast von der Universität Tokio / Japan

- b) Für  $B > 500$  G geht der Plasmafluß auf die Rohrwand auf einen kleinen, dann von der Größe des Magnetfeldes unabhängigen Restwert zurück. Dieser Restfluß könnte darin seine Ursache haben, daß Plasma in einer auf der Oberfläche der die Emitterzuleitung umgebenden Keramik erzeugt wird (die Keramik befindet sich auf einer Temperatur von ca.  $1000^{\circ}\text{C}$ ) oder daß er durch eine thermische Elektronenemission von der sehr nahe der Keramik gelegenen Rohrwand vorgetäuscht wird. Wenn beide Prozesse im Durchführungsstutzen stattfinden, sind sie von der Größe des Magnetfeldes unabhängig.
- c) Der auf den Tellersonden gesammelte Fluß nimmt mit steigendem Magnetfeld zu und erreicht erst für  $B \geq 5$  kG mit Sicherheit einen Sättigungswert, der aber dann weitgehend unabhängig zu sein scheint vom Abstand der Tellersonden vom Emitter. Bei Verwendung beider Tellersonden als Ionenkollektor scheinen vom einen zum anderen Teller fließende elektrische Ströme die Ergebnisse stark zu beeinflussen.

Die Versuche sind noch im Anfangsstadium und werden fortgeführt.

#### 1.4 Li-Plasma

(A. Roland)<sup>+</sup>

Im C-Stellarator in Princeton sind Experimente in Wasserstoffplasmen auch in solchen Temperatur- und Dichtebereichen durchgeführt worden, die mit denen unserer Cs-Plasma-Experimente vergleichbar sind. Die beobachteten Verlustarten der Wasserstoffplasmen stimmen jedoch mit den "pump-out"-Verlusten überein und stehen damit in Widerspruch zu unseren Experimenten. Deshalb wird es notwendig, die Abhängigkeit der mittleren Teilchenlebensdauer von der Ionenmasse auch für thermische Alkaliplasmen zu untersuchen.

Zu diesem Zweck wurde die Möglichkeit zur Erzeugung eines Li-Plasmas an Ir-Oberflächen studiert. Ir hat zwar eine hohe Austrittsarbeit, doch leider eine nicht sehr hohe Schmelztemperatur, so daß man auf kleine Flußdichten beschränkt ist. Flußdichten von  $10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  wurden erhalten, doch stehen im Moment noch keine Ir-Körper hinreichend großer Wärmekapazität zur Verfügung, so daß der Plasmafluß nach Abschalten der Emittierung mit einer zu kleinen Zeitkonstante abfällt.

#### 1.5 Plasmaquelle

(J. Kolos, P. Ulbricht)

Die Verwendung einer eng gewickelten Spirale als Emitter macht zur Heizung durch Stromdurchgang relativ dicke Stromzuführungen notwendig, die durch Keramikröhrchen abgeschirmt sind. Diese Keramikröhrchen geben Anlaß zur Plasmarekombination auf ihrer Oberfläche. Deshalb soll dieser Emittertyp abgelöst werden durch eine an einem nur  $15 \mu\text{m}$  dicken W-Draht hängende Kugel von 5 mm Durchmesser, die durch einen auf ihre Oberfläche fokussierten Elektronenstrahl (10 kV) Energie geheizt wird. Der W-Draht läßt sich durch ein Quarzröhrchen von  $5 \mu\text{m}$  Wandstärke isolieren. Damit gelingt es, die dem Plasma ausgesetzte Isolatoroberfläche um  $1 \frac{1}{2}$  Größenordnungen zu reduzieren. Die Apparatur ist fertig für den Einbau und soll zunächst im W IV erprobt werden.

---

<sup>+</sup>) Gast aus Frankreich

Eine Strahlungsheizung der Kugel, z.B. durch Abbildung des Kraters eines Kohlebogens auf ihre Oberfläche wäre zwar vorzuziehen, da sie kontinuierlich - auch bei eingeschaltetem Magnetfeld - betrieben werden könnte; sie wäre auch nicht prinzipiell unmöglich, da der erforderliche Raumwinkel nur 1.3 sterad beträgt, doch lassen die Spulenzwischenräume leider einen solchen Raumwinkel nicht zu.

#### 1.6 Stellarator W II

(D. Eckhartt, G. v. Gierke, G. Grieger, F.W. Hofmann)

In Princeton ausgeführte Rechnungen <sup>1)</sup> lassen es als nicht sicher erscheinen, daß in einem realen, mit "circularizers" und geraden Teilen versehenen Stellarator magnetische Oberflächen existieren. Analoge Rechnungen lieferten jedoch in guter Näherung magnetische Oberflächen für ein rein toroidales Magnetfeld, das mit ungestörten helischen Feldern überlagert ist. Deshalb wird der Stellarator W II (20 cm Rohrdurchmesser, B = 17 kG), der bis auf die helischen Windungen bereits aufgebaut ist und dessen Fertigstellung seinerzeit zugunsten des W V zurückgestellt wurde, nun mit einem neuen, torusförmigen Vakuumrohr versehen, das keine geraden Teile oder störende Flansche aufweist. Auf dieses Rohr werden in sich geschlossene helische Windungen mit gleichmäßiger Steigung aufgebracht. Typ und Periodenzahl der helischen Windungen werden festgelegt, sobald die Rechnungen der theoretischen Abteilung eindeutige Optimierungen zulassen.

#### 1.7 Oktopol (W V)

(D. Eckhartt, G. v. Gierke, G. Grieger)

Zu Beginn des Berichtsjahres wurde beschlossen, die Plasma-Einschließungseigenschaften einer toroidalen Apparatur mit meridionalen Magnetfeld zu untersuchen. Dazu wurde zunächst der Feldlinienverlauf einer Reihe von Stromverteilungen auf einem Widerstands-Analoggerät dargestellt und deren  $\oint \frac{d\varphi}{B}$  - Verhalten grob ermittelt. Der Feldverlauf der schließlich optimal erscheinenden Stromverteilung wurde von der theoretischen Abteilung (K.U. v. Hagenow) durchgerechnet und dieser Fall dann realisiert [MPI-PAE/Pl 6/65]. Dank des Einsatzes aller Gruppenangehörigen und der Werkstatt des Max-Planck-Instituts für Physik und Astrophysik konnte die Apparatur bereits Mitte des Jahres in Betrieb genommen werden.

Bereits die ersten experimentellen Ergebnisse [26] zeigten deutlich, daß die auftretenden Teilchenverluste erheblich (um etwa zwei Größenordnungen) kleiner sind, als es "pump-out"-Verluste wären, vorausgesetzt, man überlagert dem meridionalen Magnetfeld noch ein schwaches azimutales Feld. Dieses azimutale Feld war ursprünglich vorgesehen, um den durch die Stützen der Innenleiter in ihrem Weg gestörten diamagnetischen Strömen die Möglichkeit zu geben, diese parallel zum magnetischen Feld zu umlaufen. Ob jedoch der Anstieg der Teilchenlebensdauer um fast eine Größenordnung nach Anschalten des azimutalen Feldes auf diese Erklärung zurückführbar ist, bleibt noch unklar, da mit großer Wahrscheinlichkeit auch die auf diese Weise eingeführte Verschönerung des Feldes sowie die Aufhebung seiner Nullstelle nicht ohne Einfluß auf das Plasmaverhalten sind.

---

1) D.J. Grove, W. Stodiek, K.M. Young, "Density Decay Rates in C-Stellarator Afterglows with Taylor-Type Minimum-B Fields", Vortr. G2, VIIth Ann. Meet. Plasma Phys. Div. APS, San Francisco 1965

Die beobachteten Teilchenverlustraten lassen sich bei Benutzung der gemessenen Dichteprofile allein durch Rekombination an den isolierten Stützen erklären. Die unter Berücksichtigung der Widerstandsdiffusion und der Oberflächenrekombination berechneten Profile der Teilchendichte (H. Grawe) weichen dagegen noch etwas von den beobachteten Profilen ab. Jedoch ist es problematisch, die Separatrix als Quellfläche konstanter Teilchendichte anzunehmen; ferner sind wegen der relativ kleinen Magnetfelder die Gyrationenradien der Ionen so groß, daß die Angabe der Randbedingung nahe den Innenleitern nicht leicht ist. Daher mag es nicht verwundern, daß sich der experimentelle und der theoretisch ermittelte Plasmafluß um einen Faktor 2 oder 3 unterscheiden.

Nach der Tagung in Culham mußten die Untersuchungen am W V zeitweise eingestellt werden.

### 1.8 Theorie

(H.P. Zehrfeld)

Es wurde das stationäre, hydromagnetische Gleichgewicht eines Plasmas mit endlicher elektrischer Leitfähigkeit und Trägheit in meridionalen, rotationssymmetrischen Feldern untersucht. Vorausgesetzt wurde isothermes Plasma, skalarer Druck und kleines  $\beta \equiv 2 \mu \cdot p/B^2$ . Im Ohmschen Gesetz wurden Hall- und Druckdiffusionsterm sowie Trägheitseffekte vernachlässigt. Die Stationarität wird durch einen Quellterm in der Kontinuitätsgleichung aufrechterhalten. Die endliche elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  wurde im Sinne einer Entwicklung nach  $1/\sigma$  in Betracht gezogen<sup>1)</sup>. Aufgrund der Annahme  $\beta \ll 1$  wird nur das Vakuumfeld berücksichtigt. Dann läßt die Geometrie des Feldes die Einführung krummliniger Koordinaten  $(\phi, \psi, \varphi)$  zu. Dabei ist  $\phi$  die Flußfunktion,  $\psi$  das magnetische Potential und  $\varphi$  der Winkel um die Symmetrieachse. In nullter Ordnung ( $\sigma = \infty$ ) lassen sich alle Abhängigkeiten von  $\psi$  integrieren. Unbestimmt bleiben die Funktionen  $\rho(\psi_0, \varphi)$ ,  $\underline{v}(\psi_0, \phi)$ ,  $\underline{j}_{||}(\psi_0, \phi)$  mit  $\rho$  als Massendichte,  $\underline{v}$  der makroskopischen Geschwindigkeit und  $\underline{j}_{||}$  der Stromdichte parallel zum Magnetfeld.  $\psi_0$  ist ein fester Wert des magnetischen Potentials. Die in der Meridionalebene liegende Komponente  $\underline{v}_D^{(0)}$  von  $\underline{v}$  senkrecht zu  $\underline{e}$  verschwindet. Sind die Feldlinien im betrachteten Raumbereich geschlossen, dann ergeben sich daraus und aus der durch den Quellterm erzwungenen Stationarität zwei globale Bedingungen, die die Funktionen  $\underline{j}_{||}(\psi_0, \phi)$  und  $\rho(\psi_0, \phi)$  beim Übergang zur ersten Ordnung bestimmen. Für  $\underline{v}_D^{(1)}$  ergibt sich der um Terme in  $\mathcal{V}_\varphi$  und  $\mathcal{V}_{||}$  vermehrte Wert, der in MPI-PAE/Pl 6/65 abgeleitet wurde. Dabei sind  $\mathcal{V}_\varphi$  und  $\mathcal{V}_{||}$  bis auf je einen Faktor bestimmt, der eine beliebige Funktion des Flusses  $\phi$  sein kann.

### 1.9 Ba-Plasma (W III)

(D. Eckhardt, G. Grieger, M. Hashmi, F.W. Hofmann, A. van Oordt, F. Blau<sup>+)</sup>)

Mit dem Beginn des Berichtsjahres wurde der Umbau einer Q-Maschine (W III) für den Betrieb mit Ba-Plasmen begonnen. Die Endplatten bestehen aus Re und haben einen Durchmesser von 1,6 cm. Ihr Abstand beträgt 50 cm. Das Magnetfeld kann im stationären Betrieb bis zu 10 kG variiert werden.

1) B. Coppi, "On the Stability of Hydromagnetic Systems with Dissipations" in "Propagation and Instabilities in Plasmas" (Lockheed Symposium)

+) Gast von der University of Chicago / USA

Im Frühsommer wurden vergleichende Messungen der Teilchendichte aufgenommen, einmal mit zylindrischen Einzelsonden (Langmuir-Sonden) sowie optisch unter Benutzung der Resonanzfluoreszenz. Dabei wurde die Apparatur zunächst "single-ended" betrieben. In den ersten Messungen lieferte die optische Methode eine um den Faktor 25 niedrigere Dichte als die Sondenmessung [27], die auf der Annahme beruht, daß das Plasma mit  $1/4$  der thermischen Geschwindigkeit durch die Apparatur strömt. Die Diskrepanz ist weitgehend unabhängig von der Dichte ( $10^9 < n < 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ) und vom Magnetfeld ( $B < 10 \text{ kG}$ ). Die nach beiden Methoden ermittelten relativen Dichteprofile stimmten jedoch gut überein. Ebenso ist das mit der Sonde gemessene Flußprofil in Übereinstimmung mit dem mit der zweiten Endplatte gemessenen Gesamtfluß.

Im Herbst des Berichtsjahres wurde die Apparatur vom Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik in das Institut für Plasmaphysik überführt und war dort zum Jahresende so weit installiert, daß mit der Wiederaufnahme der Versuche begonnen werden kann.

#### 1.10 Ambipol

(F. Karger)

In der Apparatur AMBIPOL werden die Verlustmechanismen im schwach ionisierten Plasma einer positiven Säule im gekrümmten und geraden Magnetfeld miteinander verglichen.

##### a) Theoretischer Teil:

Für die Ionisierungsrate im toroidalen Entladungsteil wurde direkt aus den Diffusionsgleichungen und der Torusdrift im voll ionisierten Plasma ein Näherungsausdruck hergeleitet, der mit dem über die elektrischen Radialfelder erhaltenen Ergebnis verträglich ist. Daraus konnte eine obere Grenze des zu erwartenden Verhältnisses der longitudinalen elektrischen Feldstärke  $E_{||}$  im Krümmer zu der im geraden Teil als Funktion des Magnetfeldes  $B$  und des Neutralgasdruckes angegeben werden.

##### b) Experimenteller Teil:

Die Messung der für die Verluste repräsentativen  $E_{||}(B)$ -Werte wurde in  $\text{H}_2$ ,  $\text{D}_2$ , He, Ne, Ar und Xe innerhalb eines Druckbereichs von  $10^{-2}$  bis 1 Torr für Entladungsströme von 0,1 bis 1 A und Magnetfeldstärken bis 4,5 kG durchgeführt. Für den toroidalen Entladungsteil lag zwar, wie erwartet, der Wert von  $E_{||}$  über dem im geraden Teil, er überstieg jedoch die theoretische Grenze. Außerdem setzte entgegen den Erwartungen die Kadomtsevsche Instabilität im toroidalen Teil bei niedrigeren kritischen Magnetfeldstärken  $B_c$  ein als im geraden.

Zur Auffindung einer Erklärungsmöglichkeit hierfür wurde der Gültigkeitsbereich der Theorie durch experimentelle Erhöhung von  $B_c$  um den Faktor 8 (maximal) erweitert. Dies geschah durch Kurzschluß der azimuthalen elektrischen Feldstärke am Plasmarand, durch Erzeugung eines schwach helikalen Entladungskanals und durch partielle Fremddionisierung mit Hilfe eines HF-Leistungsgenerators. Da sich auch hierbei das Ergebnis der vorhergehenden Experimente bestätigte, die Messungen der Elektronentemperatur und Dichte im toroidalen Entladungsteil jedoch mit der Theorie verträglich waren, wurden die radialen Potential- und Dichteprofile im toroidalen Entladungsteil gemessen (Langmuir-Sonden). Die von der Theorie vorhergesagte Verlagerung des Dichte-Maximums im Torus nach außen mit steigendem Magnetfeld und die die Torusdrift verursachenden Radialfelder wurden bestätigt.

Das anomale Verhalten von  $E_{\parallel}$  und  $B_c$  im toroidalen Teil wurde daher als Nichterhaltung der Invarianz des radialen Dichteprofiles bei Translation in longitudinaler Richtung aufgrund des einseitigen Entladungsstroms gedeutet, eine Erklärung, die durch Beobachtung der Instabilität mit Hilfe von Photoelementen längs der Entladung nahegelegt wurde.

Deshalb wurde in AMBIPOL II eine Zweikathoden-Entladung aufgebaut und durch die Konstruktion eines symmetrischen Leistungs-Rechteckspannungsgenerators (500 Hz bis 30 kHz, 1 kV) mit konstanter Stromamplitude (0,1 bis 1 A) für Wechselspannungsbetrieb vorbereitet. Am Ende des Berichtsjahres wurde mit Vormessungen von  $E_{\parallel}(B)$  im Wechselspannungsbetrieb begonnen, die die Quasistationarität der Entladung bewiesen und die oben vertretene Deutung der  $E_{\parallel}$ - und  $B_c$ -Anomalie unterstützten.

Die  $E_{\parallel}(B)$ -Ergebnisse der Gleichstromentladung für  $H_2$ , He und Xe sowie ihre theoretische Beschreibung sind in MPI-PAE/Pl 20/65 niedergeschrieben. Die Hauptexperimente mit der Wechselspannungsentladung zur Prüfung des theoretischen Werts der Torusdriftverluste und die Untersuchung der Kadomtsevschen Instabilität im toroidalen Teil sollen im nächsten Jahr durchgeführt werden.

## 2. Hochtemperatur-Plasmen

(F. Boeschoten)

### 2.1 Vorschlag für die Erzeugung eines Hochtemperatur-Plasmas (HELIOS)

(F. Boeschoten, G. Cattanei, H. Grawe, R. Griek, G. Siller, K.H. Wöhler)

Das HELIOS-Projekt [8] wurde weiter theoretisch studiert und es wurden, soweit wie möglich, Vorversuche durchgeführt. Verschiedene Aspekte des Projekts wurden in zehn Seminaren diskutiert, die in der ersten Hälfte des Jahres stattfanden.

Das Studium der Stabilität schien zu zeigen, daß das Plasma makroskopisch stabil sein würde und daß auch von Seiten der Mikroinstabilitäten keine allzu große Gefahr droht [IPP 2/44]. Das Minimum-B-Feld ist nicht nur ein Heilmittel gegen Austausch-Instabilitäten, sondern auch gegen die Spiegel- und die Drift- (oder "universale") Instabilitäten. Die hohe Elektronentemperatur und das große  $\beta$  des Plasmas ist günstig gegen elektrostatische Instabilitäten. Von "loss cone"-Instabilität und "ion cyclotron drift"-Instabilität ist nur die letztere zu erwarten. Sie ist aber bisher noch in keiner einzigen Spiegelmaschine experimentell nachgewiesen worden, obwohl sie theoretisch fast immer auftreten müßte.

Über das Elektronengyroresonanz-Plasma wurden Rechnungen durchgeführt, die auf der Kontinuitätsgleichung und der Energiebilanz basieren. Sie zeigten, daß eine minimale Leistungsdichte der Mikrowellen von  $0,3 \text{ kW/l}$  erforderlich ist, wenn alle Elektronen auf Temperaturen von mehr als 200 eV geheizt werden sollen. Diese Temperatur ist notwendig, damit die heißen Ionen ihre Energie nicht an kalte Elektronen verlieren. Das Rezipientenvolumen von etwa  $150 \text{ l}$ , das durch andere physikalische Überlegungen gegeben ist, erfordert daher einen leistungsstarken Mikrowellensender. Da die Entwicklung geeigneter Senderröhren in letzter Zeit rasch fortgeschritten ist, war es möglich, das Projekt mit einer Frequenz von 18 GHz zu planen. Die Meßergebnisse von Hartmann in Livermore bestätigen die Annahme unseres Vorschlags, daß das EGR-Plasma in Feldern mit Minimum-B-Eigenschaften stabilisiert wird.

Der RF-Sender (1,5 MW, 2 ms Pulslänge, 3 bis 6 MHz) zur Erzeugung der Ionenzyklotronwellen wurde inzwischen geliefert. Daher konnten Vorversuche begonnen werden, um mit den Methoden der Ionengyroresonanzheizung vertraut zu werden. Unsere Experimente und die letzten Erfahrungen in Berkeley haben uns gezwungen, von der technisch relativ einfachen kapazitiven Einkopplung der Ionengyroresonanzwellen abzugehen. Für eine induktive Einkopplung wurden Modelle für den Plasmabehälter in Käfigform gebaut, die einerseits starke Verluste der Mikrowellen von der EGR-Heizung her verhindern sollen, andererseits aber eine gute Einkopplung der IGR-Energie gestatten. Die Resultate der Messungen waren sehr ermutigend; denn bei hohen Gütewerten der Behälter für Mikrowellen konnten mehr als 50 % der zugeführten RF-Energie eingekoppelt werden. Theoretische Betrachtungen und Rechnungen über den Einfluß des Elektronendrucks auf die Ausbreitung von IGR-Wellen in einem EGR Plasma haben ergeben, daß der endliche Elektronendruck an den Eigenschaften der IGR-Wellen qualitativ nichts ändert.

Am Ende des Jahres wurde beschlossen, das HELIOS-Projekt vorläufig zurückzustellen. Stattdessen wurde ein kleineres Experiment ("SELENE") zum Studium der IGR-Heizung begonnen, das sich zur Zeit im Aufbau befindet.

## 2.2 WW I

(W. Herrmann)

Bei der Wechselwirkung eines Elektronenstrahls mit einem Plasma treten hohe Energieverluste des Strahls und stark erhöhte Anregung und Ionisation auf (Jahresbericht 1964), deren Ursache die Anregung von Wellen im Strahl-Plasma-System ist. Für einen kalten Strahl und kaltes Plasma, die einen Metallzylinder homogen füllen, geben Rechnungen in elektrostatischer Näherung Grundschwingungen mit einer Frequenz unterhalb der oberen hybriden Frequenz  $\omega \approx \omega_H = \sqrt{\omega_C^2 + \omega_P^2}$ . Die elektrostatische Näherung kann angewendet werden, wenn die Komponenten  $\epsilon_{rr}$  und  $\epsilon_{r\varphi}$  des Dielektrizitätstensors [43] wesentlich kleiner als 1 sind. Für Phasengeschwindigkeiten  $v_y$ , die klein sind gegen die Lichtgeschwindigkeit, genügen:  $\epsilon_{rr} < 1$  und  $\epsilon_{r\varphi} < 1$ . Messungen zeigen Schwingungen in einem Druckbereich unterhalb des kritischen Drucks. Die Frequenz wächst mit Magnetfeld und Dichte. Die Frequenz kann in befriedigender Näherung aus Magnetfeld und Dichte in der Nähe des Strahls als obere hybride Frequenz berechnet werden. Aus der Frequenzmessung kann ein Stabilitätskriterium für die Strahl-Plasma-Wechselwirkung abgeleitet werden. Vergleiche Abb. 11a) und 11b).

## 2.3 WW II (Arbeiten am Ionenbeschleuniger)

(W. Herrmann, P. Ulbricht)

Die Arbeiten am Ionenbeschleuniger hatten vor allem das Ziel, die Anlage betriebssicher zu machen. Neben Umbauten in der Stromversorgung wurden in Zusammenarbeit mit der Ingenieurabteilung zwei Schnellabschaltungen entwickelt: eine von ihnen schaltet bei Durchbrüchen im Saugsystem die Quellenspannung ab, die andere begrenzt mit Hilfe einer Triode den maximalen Strom und schaltet notfalls die Beschleunigungsspannung ab. Die erste Abschaltung hat sich bereits gut bewährt, die zweite ist noch im Bau.

Mit der Plasmaoptik nach v. Ardenne können jetzt betriebssicher 50 mA bei 50 kV abgesaugt und fokussiert werden (Fokus mit ca. 3 cm  $\emptyset$  in einer Entfernung von 1,5 m von der

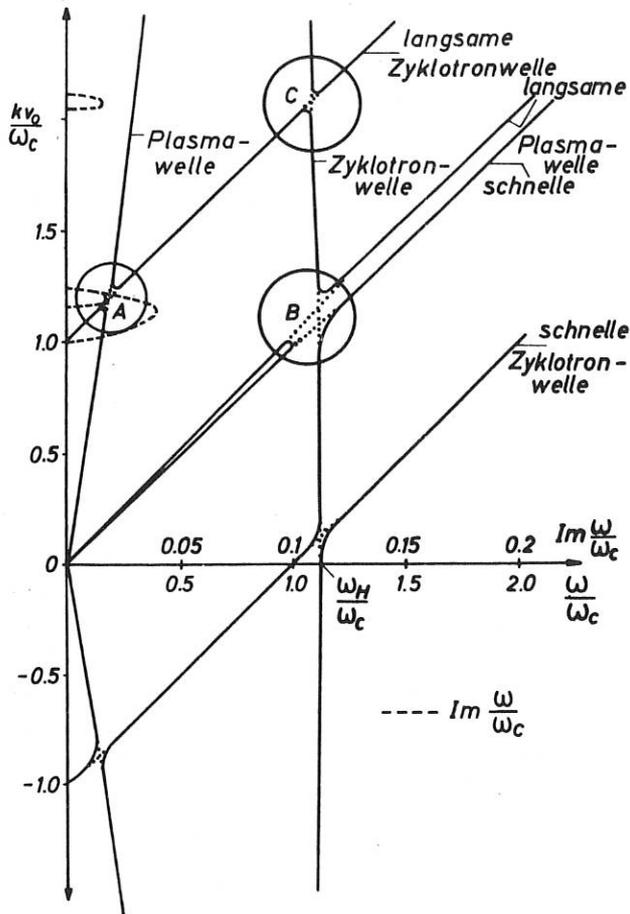


Abb. 11a:

Dispersionsdiagramm für Elektronenstrahl-Plasmawirkung in elektrostatischer Näherung. Realteil und Imaginärteil von  $\omega/\omega_c$  ( $\omega_0$  = Elektronengyrofrequenz) als Funktion von der Wellenzahl  $k$  ( $v_0$  = Strahlgeschwindigkeit). A, B, C bezeichnen Instabilitätsgebiete.  $\omega_H = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2}$ : obere hybride Frequenz;  $\omega_p$ : Elektronenplasmafrequenz.

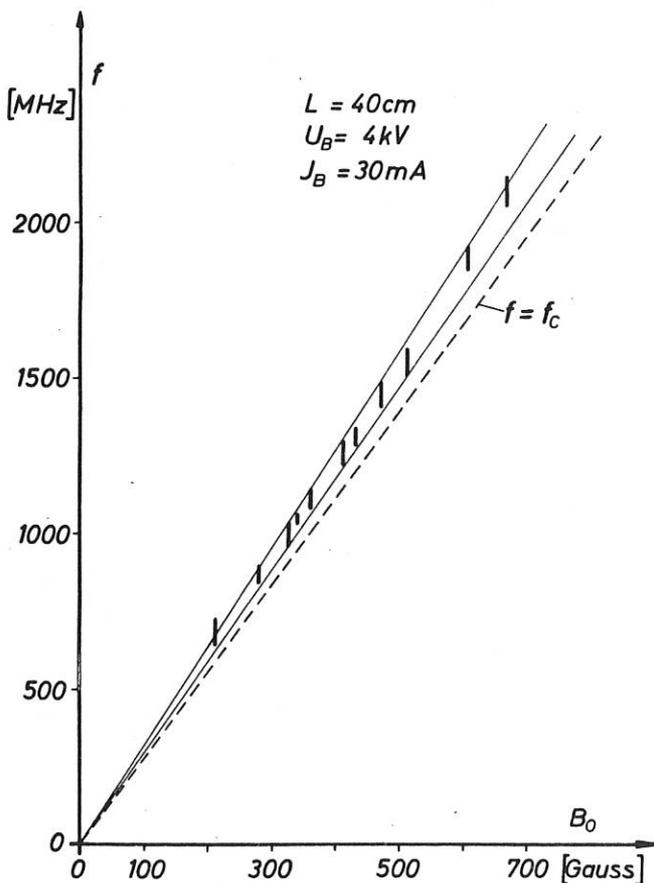


Abb. 11b:

Meßfrequenzen als Funktion vom Magnetfeld. Die Frequenz kann man als obere hybride Frequenz deuten, wenn  $f_p = d \cdot f_c$  gesetzt wird. Bei Normalwerten ( $U_B = 4$  kV,  $J_B = 50$  mA,  $B = 350$  Gauss,  $L = 40$  cm) ergibt sich:  $d \approx 0,35$  für die niedrigsten Frequenzen. Stabilitätskriterium:  $f_p < d \cdot f_c$ : stabil.

Linsenmitte). Bis zu 50 % der Strahlteilchen sind Protonen. In einem kleineren Experiment sind Versuche im Gang mit dem Ziel, stromstärkere Ionenstrahlen aus großflächigen Plasmagrenzschichten abzusaugen.

Für die Gruppe Wendelstein wurde eine Elektronenkanone mit einer Leistung von 60 W bei einer maximalen Strahldivergenz von  $2^{\circ}$  gebaut.

#### 2.4 Ionenstrahl-Ionenstrahl-Wechselwirkung (JO-JO)

(A. Borer)

Die Apparatur für das Experiment mit zwei entgegengesetzt gerichteten Ionenstrahlen ist so weit aufgebaut, daß mit dem Einschub der Ionenstrahlen begonnen werden konnte. Um die Stromdichte auf der Absaugfläche zu verkleinern, wurde die Absaugfläche vergrößert, indem ein Zylinder vor die Emissionsöffnung des Duoplasmatrons gesetzt wurde, in dem sich das Plasma ausdehnen kann. Auf diese Weise wird schon bei wenigen kV Absaugspannung der Sättigungsstrom erreicht, so daß der Strahlstrom bei höherer Spannung ziemlich konstant bleibt. Die Absaugspannung wird zwischen zwei gekrümmten Gittern angelegt, so daß der Strahl durch Primärfokussierung gebündelt wird. Die Ionen werden parallel zur Feldrichtung in ein Magnetfeld von 1 m Länge eingeschossen. Mit einem längs und quer zur Strahlrichtung beweglichen Auffänger wurde das Strahlprofil aufgenommen. Messungen ergaben für den einzelnen Strahl bei einem Magnetfeld von 1 kG am Ende des Magnetfeldes eine Stromdichte von  $50 \mu\text{A}/\text{mm}^2$  auf der Strahlachse und eine Halbwertsbreite von 7 mm.

#### 2.5 CABINET III

(K. Geißler)

Bei Anwesenheit eines homogenen Magnetfeldes ist die Diffusion eines Plasmas, das von einem Zylinder mit leitenden Wänden eingeschlossen ist, örtlich nicht ambipolar. Mit der Plasmadiffusion sind elektrische Ströme verbunden. Diese Ströme wurden mit Hilfe eines aus gegeneinander isolierten Metallsegmenten zusammengesetzten Zylinders gemessen [30]. Die Messungen wurden an zerfallenden Helium-Plasmen ausgeführt, und zwar bei Drucken von 0,01 bis 0,1 Torr und Magnetfeldern von 160 bis 2600 G. Die Messungen ergaben, daß der Koeffizient der Plasmadiffusion senkrecht zum Magnetfeld umgekehrt proportional zur Feldstärke abnimmt. Siehe Abb. 12.

#### 2.6 HOKE

(K. Weinhardt)

Nach erfolgversprechenden Vorversuchen Ende 1964 wurde im Berichtsjahr das Schwergewicht auf die Untersuchung von elektromagnetischen Wellen gelegt, die sich parallel zur Richtung des Magnetfeldes und damit entlang der positiven Säule des Argon-Hohlkathodenbogens ausbreiten. Die Meßfrequenz betrug rd. 3 GHz und lag somit unterhalb der Elektronengyrofrequenz und der Elektronenplasmafrequenz ("whistler mode").

Zunächst wurden die Wellen angeregt und nachgewiesen durch zwei kurze Stifantennen, die ein doppelsondenähnliches System bildeten, das mit einem Hebelmechanismus durch den Bogen geschlagen wurde. Durch Veränderung des Antennenabstands wurde versucht, die Phasengeschwindigkeit zu messen. Die Ergebnisse konnten nur grob-qualitativ erklärt werden mit

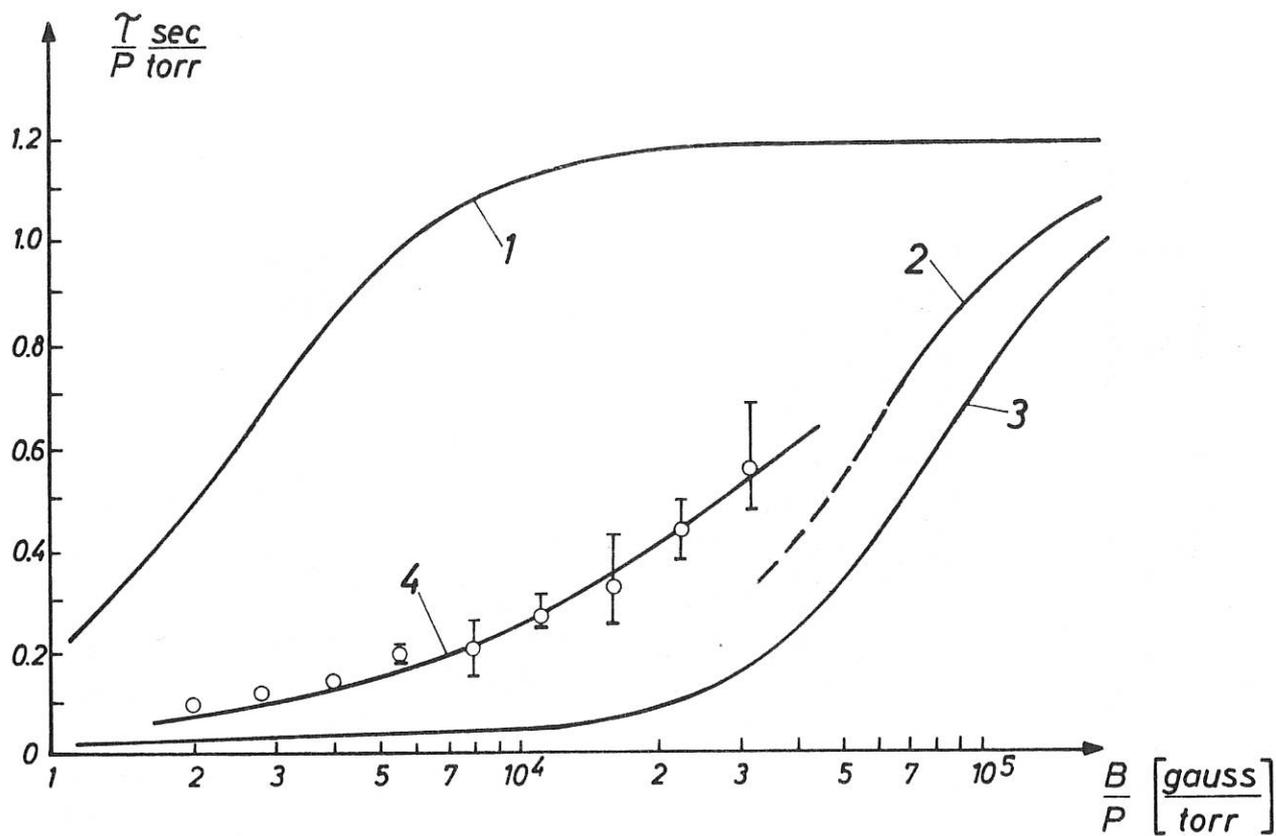


Abb. 12: Darstellung der Zerfallszeit des Plasmas als Funktion des Magnetfeldes (beide Größen sind auf die Druckeinheit von 1 Torr bezogen).

Kurve 1: Theoretische Kurve für ambipolare Diffusion,

Kurve 2: Theorie von A. Simon,

Kurve 3: Theorie von V.E. Golant,

Kurve 4 ist eine zu den Meßwerten numerisch bestimmte Interpolationskurve und führt zu der Aussage, daß die Plasmadiffusion quer zum Magnetfeld nicht vom Neutralgasdruck abhängt oder umgekehrt proportional zur Feldstärke ist.

Hilfe der einfachen "whistler mode"-Theorie (ebene Wellen in homogenen Plasmen). Offenbar war der Durchmesser der Plasmasäule nicht groß genug gegen die Wellenlänge. Deshalb wurde in einem zweiten Experiment von vornherein der Zylindersymmetrie Rechnung getragen und versucht, durch ein geeignetes Koppelsystem rotationssymmetrische Wellen anzuregen. Diese wurden nachgewiesen mit einer kurzen Stiftenantenne, die am Rand des Bogenkerns parallel zu diesem verschoben wurde. Die gemessenen Phasengeschwindigkeiten wurden verglichen mit den Dispersionsbeziehungen, die berechnet wurden für einfache und naheliegende zylindersymmetrische Bogenmodelle unter Berücksichtigung geeigneter Randbedingungen. Siehe Abb. 13.

Über vorläufige Ergebnisse dieser Rechnungen und Messungen wurde in Belgrad [91] berichtet. Die endgültigen Resultate werden demnächst in einem Laborbericht niedergelegt.

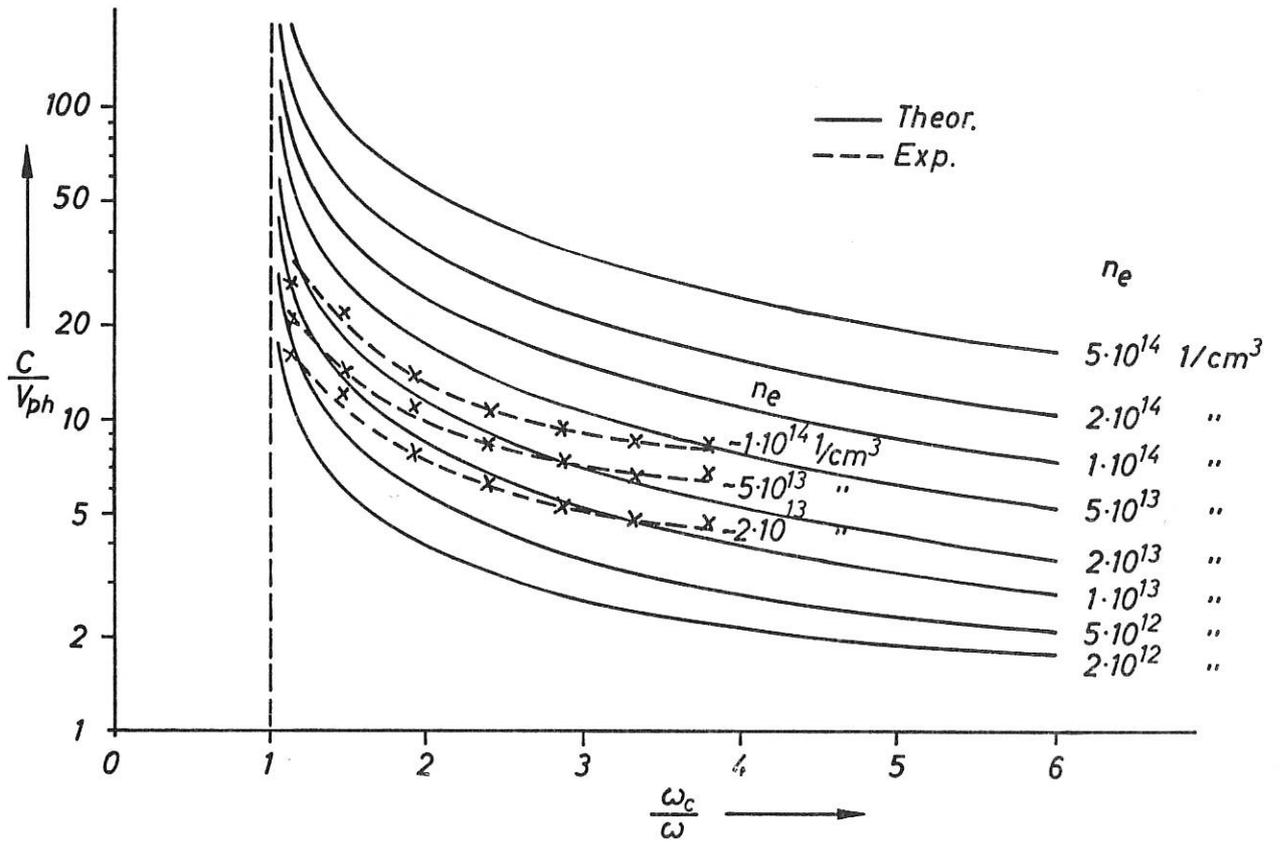


Abb. 13: Gemessene und berechnete Dispersionskurven für die "isolierte Mode" mit  $n_e$  als Parameter. Meßfrequenz 3 GHz.

### 3. Elektronengyro-Resonanzanregung

(G. Lisitano)

(Ingenieure: E. Rossetti, U. Weber)

#### 3.1 EGR-Plasmaerzeugung mit einem geschlitzten Metallrohr

Ein in axialer Richtung geschlitztes Metallrohr wurde im Frequenzbereich 1 GHz bis 10 GHz zur Erzeugung von HF-Plasma bei magnetischer Resonanz benutzt.

Es wurden mehrere geschlitzte Rohre mit verschiedenen Durchmessern gebaut. Für einen Rohrdurchmesser von 1,5 cm genügen wenige mW HF-Leistung zur Erzeugung des Plasmas. Bei zunehmender HF-Leistung nimmt die Elektronendichte bis zu einem Sättigungswert  $\omega_p \approx \omega$  zu.

Im Sättigungsbereich wurde ein EGR-Plasma bei der ersten Oberwelle der Gyrofrequenz erzeugt. Die geschlitzte Röhre arbeitet im Druckbereich von  $6 \times 10^{-6}$  bis  $8 \times 10^{-3}$  Torr mit einer Eingangsleistung von 40 W; 3,4 GHz; sowie 8 W und 10 GHz im Dauerbetrieb. Die Meßergebnisse mehrerer Experimente bei verschiedenem Rohrdurchmesser, Gasdruck und HF-Leistung wurden in einem Bericht zusammengefaßt [59].

#### 3.2 Mikrowellen-Plasmabeschleunigung

In einer magnetischen Spiegelanordnung (Spiegelverhältnis 3 : 1) wurde eine Serie von Experimenten zur Herstellung von EGR-Plasma durchgeführt. Abhängig von dem magnetostatischen Feldgradienten entlang der Achse eines geschlitzten Rohres, wird das Plasma nur in einer Richtung beschleunigt. Mit Hilfe von Millimeterwellen-Interferometer, Kalorimeter, Glas- und Metallsonden wurden qualitative Messungen durchgeführt. Die Meßergebnisse wurden in einem Bericht zusammengefaßt und zur Veröffentlichung eingereicht.

#### 3.3 Erzeugung und Einschließung des Plasmas in einer magnetischen Spiegelanordnung

Zwei geschlitzte Rohre, Durchmesser 10 cm, wurden an beiden Enden einer Magnetspiegelanordnung eingebaut. Die Rohre waren je mit 40 W und 3,4 GHz Dauerstrich gespeist.

Abhängig von der Lage der Rohre in Bezug auf das Magnetfeld war es möglich, Plasma in der magnetischen Flasche zu erzeugen. Dabei scheint es wahrscheinlich, daß die HF-Felder den Verlustkegel einer magnetischen Flasche schließen. Es war festzustellen, daß die Erzeugung des Plasmas bis zu einer Magnetfeldstärke, die dreimal so groß ist wie die Magnetfeldstärke der Gyroresonanz, möglich ist. Es wurde eine Plasmadichte von  $4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  im Druckbereich von  $8 \times 10^{-6}$  bis  $10^{-3}$  Torr gemessen. Messungen über Einstellzeit, Energieumwandlung und Temperatur sind noch nicht abgeschlossen.

#### 3.4 EGR-Plasmaerzeugung mit einem "Multiple-Interdigital"-System

Zur Herstellung eines EGR-Plasmas ist es wünschenswert, die HF-Leistung unmittelbar im Vakuumgefäß des Plasmas zu erzeugen.

Aus der gesammelten Erfahrung mit geschlitzten Rohren wurden zwei Mikrowellenbauelemente entwickelt. Sie dienen als Vorstadien zum Bau einer neuartigen Mikrowellen-Plasmaröhre, ähnlich dem Typ o-Carcinotron.

Für ein Bauelement war die Pumpwirkung der Plasmabeschleunigung im Gebiet maximaler Magnetfeldstärke der Ausgangspunkt. Im niederen Druckbereich des Abschirmmantels einer interdigitalen Struktur kann man einen Elektronenstrahl beschleunigen. Das System schwingt, wenn die Phasengeschwindigkeit der Welle senkrecht zu den Schlitzen mit der Geschwindigkeit des Elektronenstrahls vergleichbar ist.

In das zweite Bauelement wurden zwei geschlitzte Rohre konzentrisch zueinander eingebaut. In dem Raum zwischen beiden Rohren und im Raum des Abschirmmantels entsteht kein Plasma. Die Welle des äußeren Rohres kann sich also ungestört durch die Schlitze des inneren Rohres ausbreiten. Die Polarisationsrichtung der Welle ist senkrecht zu den Schlitzen und zum Magnetfeld.

Mit diesem System wurde EGR-Plasma immer im Innern des Rohres mit dem kleinsten Durchmesser erzeugt. Es ist also möglich, zwei verschiedene Wellen (auch mit sehr großem Frequenzabstand) an derselben Plasmastelle anzukoppeln. Mit diesem System werden zur Zeit nichtlineare Effekte des Plasmas untersucht.

### 3.5 Herstellung von EGR-Plasma mit einem schwingenden koaxialen Resonator

Zur Erzeugung eines rotierenden EGR-Plasmas wurde eine an einem Ende offene koaxiale Leitung benutzt. Die Leitung dient gleichzeitig als Schwingkreis für eine an das andere Ende der Leitung eingebaute Scheibentriode.

Der Aufbau dieser Plasmaquelle ist sehr bequem und einfach. Im homogenen axialen Magnetfeld diffundiert das Plasma entlang den Feldlinien in der Form einer sehr scharf begrenzten zylindrischen Säule von 4 cm Durchmesser. Es wurden einige Messungen der Plasmadichte und der Temperatur ausgeführt.

### 3.6 Herstellung von HF-Plasma mit einem zylindrischen Metallgittersystem

Eine am Ende offene Leitung, bestehend aus parallelen Kupferdrähten (Durchmesser 3 mm), wurde als axiales "Gitter-Rohr" gewickelt. Die Länge des Gitterrohres betrug 20 cm, der Rohrdurchmesser 10 cm. Die Leitung wurde mit 1 kW und 800 kHz gespeist. Das Plasma wurde im Innern des Rohres im Druckbereich von  $4 \times 10^{-4}$  bis  $5 \times 10^{-2}$  Torr erzeugt.

Mit Hilfe von keramischen Durchführungen konnte man mit glühendem Drahtgitter arbeiten. Bei einem bestimmten Gasdruck und ohne statisches Magnetfeld war eine radiale Begrenzung des Plasmas um die Achse des Gitterrohres zu beobachten.

Die Vorteile dieses Systems gegenüber der "Stix-Spule" für Ionengyroresonanz-Experimente dürfte in der unmittelbaren Ausnutzung der elektrischen Streufeldlinien liegen. Weil die elektrischen Streufeldlinien azimuthal polarisiert sind, wird die Druckwirkung des HF-Feldes auf das Plasma benutzt. Die Plasmaabschirmung der "Stix-Spule" mit einem passiven geschlitzten Rohr fällt bei diesem Wellenankopplungssystem weg.

#### 4. Thermische Plasmen und Sondendiagnostik

(G. Müller)

##### 4.1 Untersuchungen an Kontaktionsplasmen

Nach dem Umzug von der Baracke B3 in das Laborgebäude L3 wurde die kleine Cs-Apparatur ALMA I stillgelegt und mit dem Aufbau einer weiteren großen Plasmamaschine ALMA III begonnen, die bei den ALMA II ähnlichen geometrischen Dimensionen ein wesentlich höheres Magnetfeld (bis zu 13 kG) und weitaus bessere diagnostische Möglichkeiten bietet. Für diese Maschine wurde ein verbessertes Emittersystem entwickelt (P. Müller), das Temperaturunterschiede über die Emitterplatten von weniger als  $50^{\circ}$  - bei  $2500^{\circ}\text{K}$  im Zentrum - gewährleistet und die Einführung des Atomstrahlsystems durch die Endflansche erlaubt. Diese Anordnung ermöglicht es außerdem, die Länge der Plasmasäule im Betrieb kontinuierlich zu variieren.

##### 4.1.1 Erweiterung der "Equilibrium Theory" unter Einschluß von Sondenverlusten

(E. Guillino, M. Hashmi)

Mit Langmuir-Sonden wurden bisher zu kurze und auch bei Elektronenschicht von der Iondichte nahezu unabhängige mittlere Lebensdauern der Ionen gemessen. Es wurden daher Rechnungen über den Einfluß der Ionenverluste durch Rekombination an der Sonde angestellt. Berücksichtigt man diese Sondenverluste in einer modifizierten "Equilibrium Theory", so ergibt sich in deren Gültigkeitsbereich ("collision-dominated Plasma") Übereinstimmung zwischen berechneten und experimentell bestimmten Lebensdauern. Die Annahme thermischen Gleichgewichts muß dabei nicht aufgegeben werden [IPP 2/38; 38].

##### 4.1.2 Messungen zum thermischen Gleichgewicht eines Cs-Plasmas mit seinen Endplatten im homogenen Magnetfeld

(E. Guillino, M. Troppmann)

Das im allgemeinen vorausgesetzte thermische Gleichgewicht des Plasmas mit den Endplatten ist bisher nicht experimentell verifiziert worden. Man erhält mit Langmuir-Sonden normalerweise Elektronentemperaturen, die um 30 bis 50 % über der Endplattentemperatur liegen.

Erste vorläufige Messungen haben jedoch gezeigt, daß die aus dem Elektronenanlaufstrom stationär geheizter Sonden ermittelte Temperatur innerhalb der Fehlergrenzen mit der Endplattentemperatur übereinstimmt. Für die hohen, mit kalten Sonden gemessenen Temperaturen scheint daher eine Änderung der Austrittsarbeit der Sondenoberfläche während des Durchfahrens der Charakteristik verantwortlich zu sein. Derartige Effekte können auftreten, wenn der Meßstrom die sehr kleine Sondenspitze erwärmt. Die Untersuchungen sind noch nicht abgeschlossen.

##### 4.1.3 Keramikemitter

(G. Müller)

Zur Vermeidung von Störungen der magnetisch eingeschlossenen Plasmasäule infolge von

Grenzschichteffekten am Emitter wurde die Möglichkeit geprüft, die metallischen Emitter durch Keramikemitter zu ersetzen. Dafür wurde  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Keramik, die bis zu  $1900^\circ\text{C}$  korrosionsbeständig ist und bei hohen Temperaturen noch einen sehr hohen elektrischen Widerstand besitzt, als besonders geeignet befunden. In den ersten Experimenten an ALMA II wurde der Keramikemitter dadurch verwirklicht, daß ein  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Tiegel über einen normalen Metallemitter gestülpt wurde. Im Cs-Plasma wurden Dichten bis  $10^9\text{cm}^{-3}$  gemessen. Sehr fraglich ist die Emittertemperatur, da diese Keramik auch bei hoher Temperatur eine geringe Wärmeleitfähigkeit besitzt und weitgehend optisch transparent ist.

#### 4.1.4 ELSA-Cäsiumdiode, Elektronenstrahlsonde

(W. Ott)

Die Feldstärkeverteilung in den Schichten vor einem Cs-Plasma-Emitter und vor einer Sonde wurde mit einem neuen Verfahren gemessen, bei dem durch ein Elektronenstrahlband die Feldverteilung eines einstellbaren räumlichen Bereichs abgebildet wird. Vor der Sonde ergab sich, wie in früheren Messungen, ein monotoner Feldstärkeanstieg. Sein Verlauf kann erklärt werden, wenn man die Ionendrift im Plasma berücksichtigt. Die Messungen vor dem Emitter ergaben je nach Einstellung der Plasmaparameter einfache Elektronen- oder Ionschichten, aber auch Doppelschichten und sogar mehrfach räumlich oszillierende, zeitlich konstante Potentialverteilungen. Dabei ergab sich gute Übereinstimmung mit der Theorie, die vor allem auf Auer zurückgeht. Es wurde hierüber in Belgrad berichtet [70].

Nach einem Umbau der Apparatur konnte die Potentialverteilung in der gesamten Diode bestimmt werden, bis Jahresende allerdings nur bei Ionenüberschuß. Nach dem jetzigen, vorläufigen Stand stimmt sie mit der Theorie überein, wenn man völlige Stoßfreiheit der Ladungsträger annimmt, also auch eine Auffüllung von Potentialmulden mit Ladungsträgern geeigneten Vorzeichens ausschließt.

Bei positiver Kollektorspannung treten regelmäßig starke Schwingungen mit Frequenzen im Bereich von 500 kHz auf, wie sie von vielen anderen Autoren ebenfalls gefunden worden sind. Die Schwingungsbilder beweisen die Existenz von "transitory d.c. states", wie sie in den Theorien von Norris und Burger gefordert werden.

#### 4.2 Anregung und Ausbreitung von Plasmaschwingungen

##### 4.2.1 Die Dispersions-Charakteristika longitudinaler Plasmaschwingungen nahe der Elektronengyro-Harmonischen

(R.S. Harp<sup>+</sup>)

Das im vergangenen Jahr begonnene Experiment zur Untersuchung der Fortpflanzung von HF-Signalen, die sich in einem Plasma quer zum Magnetfeld ausbreiten, wurde abgeschlossen. Die Transmissionsmessungen wurden zwischen zwei zylindrischen Sonden ausgeführt, die in das Plasma eintauchten und parallel zum Magnetfeld angeordnet waren und deren Abstand variiert werden konnte. Es wurden die bekannten Transmissions-Singularitäten bei den Harmonischen der Elektronen-Gyrofrequenz beobachtet, die die Abhängigkeit der Transmissions-Charakteristik von der Dielektrizitätskonstante des heißen Plasmas zeigten.

---

+ ) Gast von der Stanford University / USA

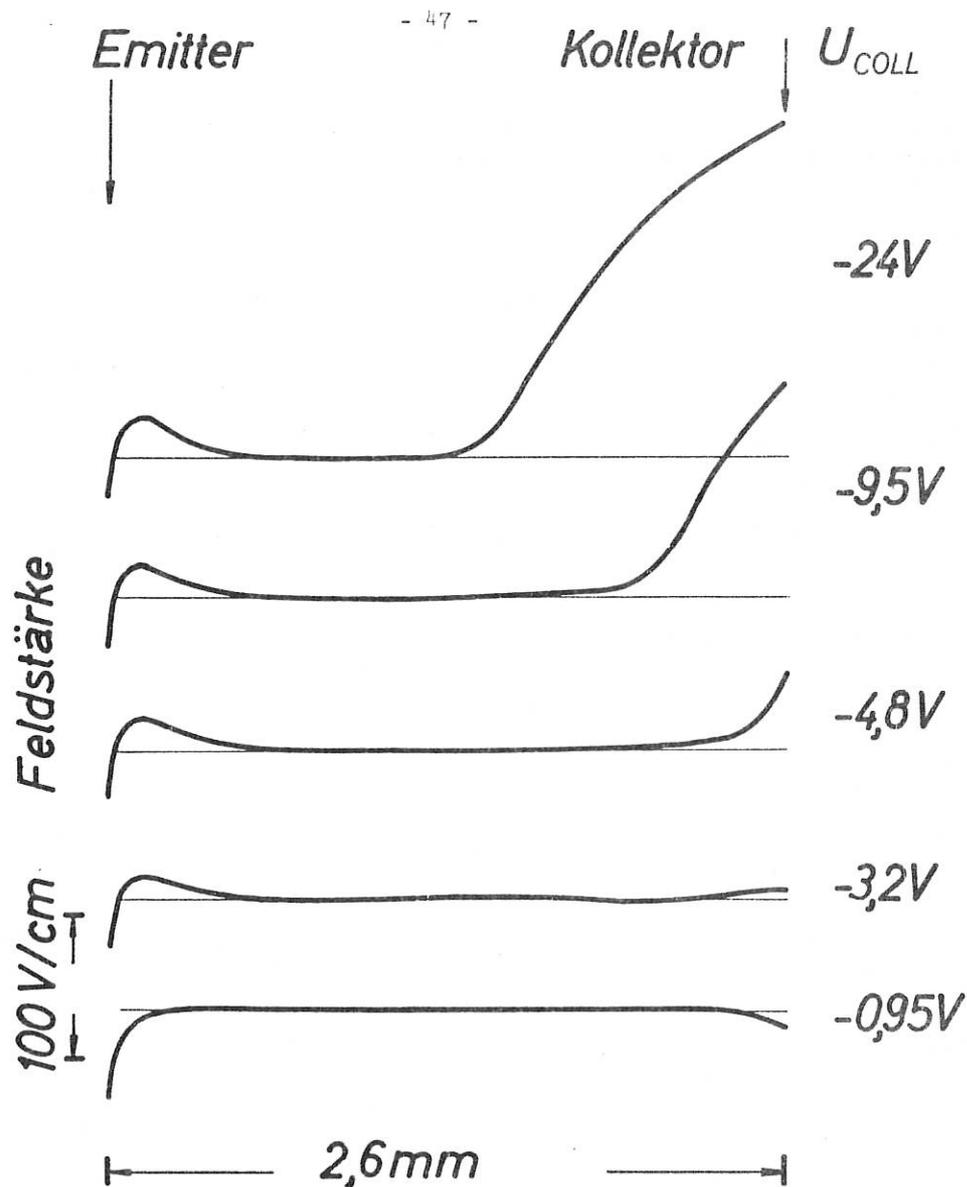


Abb. 14: Feldstärkeverteilung in der Caesiumplasma-Diode bei verschiedenen Kollektorspannungen  $U_{coll}$ . Ionenreiche Emission. Emittertemperatur  $2100^{\circ}\text{K}$ . Bei  $U_{coll} = -24\text{ V}$ ,  $-9,5\text{ V}$  und  $-4,8\text{ V}$  am Emitter eine Ionen-Elektronen-Doppelschicht, am Kollektor einfache Ionenschicht abnehmender Dicke. Bei  $U_{coll} = -3,2\text{ V}$  räumlich oszillierende Verteilung. Bei  $U_{coll} = -0,95\text{ V}$  einfache Ionenschicht am Emitter, einfache Elektronenschicht am Kollektor.

Außerdem konnten zum ersten Mal durch longitudinale Bernstein-Moden übertragene Signale beobachtet werden. Aus Messungen bei verschiedenen Sondenabständen und Plasmadichten wurde eine experimentelle Dispersionsbeziehung berechnet. Es wurde gefunden, daß diese Dispersionsbeziehung sehr gut mit der theoretischen Dispersionsbeziehung für elektrostatische Wellen übereinstimmt, die sich quer zum Magnetfeld ausbreiten. Ein quasistatisches Modell des SONDENSYSTEMS wird angegeben. Es ergab sich, daß mit diesem Modell die wesentlichen Züge der Transmissionskurven erklärt werden können.

Diese Arbeit wurde in Belgrad vorgetragen [39] und in einem Laborbericht [IPF 2/43] zusammengefaßt. Erste Ergebnisse wurden in einem "Letter" veröffentlicht und vorge-tragen [40].

#### 4.2.2 Bernstein-Wellen und Ausstrahlung in der Nähe der Harmonischen der Elektronengyro- Frequenz

(G. Müller)

Die Untersuchungen longitudinaler Elektronenschwingungen im Plasma senkrecht zum Magnetfeld (s. Jahresbericht 1964) wurden fortgesetzt und erweitert. Die Apparatur wurde mit einer Elektronenkanone versehen, durch die ein Elektronenstrahl axial zur Entladung und parallel zum Magnetfeld ins Plasma eingeschossen wurde. Zusätzlich zu den Transmissionssonden wurde eine Dipolsonde zur Registrierung transversaler Moden in die Entladungsröhre eingebaut.

Im einzelnen haben die Untersuchungen bisher folgende vorläufige Ergebnisse erbracht:

- a) Transmissionsmessungen in der Nähe von 1 GHz sowohl mit als ohne Elektroneneinschuß zeigten Bernstein-Wellen, wie sie von R.S. Harp (s. 4.2.1) näher untersucht wurden.
- b) Mit Elektroneneinschuß zeigten die Transmissionscharakteristika gegenüber Messungen ohne hochenergetische Elektronen Absorption des HF-Signals bei höheren Magnetfeldern, als den Harmonischen entsprechen würden.
- c) Bei abgeschaltetem HF-Signal, aber nur in Gegenwart überthermischer Elektronen, wurde sowohl mit der Empfangssonde als auch mit dem elektrischen Dipol an den Stellen der Absorption (Pkt. 2) ein intensives HF-Signal registriert. Durch überthermische Elektronen werden offenbar - wie mehrfach theoretisch vorausgesagt wurde - longitudinale Wellen im Plasma angeregt, die zu einer Ausstrahlung führen.
- d) Die Ausstrahlungsmaxima liegen nicht bei den Harmonischen, sondern sind zu höheren Magnetfeldern verschoben. Mit wachsender Elektronendichte nähern sie sich den Harmonischen.

#### 4.2.3 Untersuchung elektrostatischer Wellen in einem Plasma

(A. Clinckemauille)

Longitudinale elektrostatische Wellen sollten nach einer theoretischen Arbeit <sup>1)</sup> durch eine in ein Plasma eingeführte Sonde angeregt werden können. Die Ausbreitung dieser Wellen soll im Frequenzbereich  $\omega > \omega_p$ , also oberhalb der Elektronen-Plasmafrequenz  $\omega_p$  erfolgen. Unter Verwendung der Beziehung von STIX <sup>2)</sup> wurde die z-Komponente der Dielektrizitätskonstanten eines heißen Plasmas (bei Abwesenheit eines äußeren Magnetfeldes) berechnet:

$$K_{zz}(\omega, k_z) = \text{Re}(\omega, k_z) + i \text{Im}(\omega, k_z) .$$

Aus der Bedingung  $\text{Re}(\omega, k_z) = 0$  erhält man die Dispersionsbeziehung für ungedämpfte Wellen (in z-Richtung), während der Imaginärteil für die stoßfreie Dämpfung der Wellen im Plasma verantwortlich ist. Der Realteil besteht aus einer Reihenentwicklung, und zwei verschiedene Näherungen wurden für die numerischen Berechnungen verwendet. Die Lösungen wurden so berechnet, daß sie die Wellen- und Dämpfungslänge, die Phasen- und Gruppengeschwindigkeit der sich fortpropagierenden Wellen in Abhängigkeit von der angelegten Frequenz ergaben.

---

1) J.M. Pavkovich, M.L. Rep. 1093 (1963), Stanford University

2) T.H. Stix, "The Theory of Plasma Waves", Kap. 9 (Gl. 11), McGraw-Hill, New York (1962)

Gegenwärtig werden folgende experimentelle Anordnungen benutzt, um die Ausbreitung dieser elektrostatischen Wellenphänomene zu untersuchen:

- a) Unter Anwendung der HF-Methode von R.S. Harp (s. 4.2.1) wurden HF-Signale über zwei in das Plasma eintauchende, parallel angeordnete, zylindrische Sonden quer durch eine Plasmasäule gesandt. (Kein äußeres Magnetfeld.) Der Entladungsstrom wurde variiert. Die Ergebnisse zeigen keine sich frei fortpflanzenden Plasmawellen, sondern nur frequenzabhängige "Resonanzen", die wahrscheinlich Tonks-Dattner-Resonanzen darstellen und vom radialen Dichteprofil der Plasmasäule herrühren.
- b) Ein zweiter Versuch ist im Gange, bei dem eine Laufzeitmethode mit kurzen HF-Pulsen verwendet wird. Bei der mit ungedämpften Schwingungen arbeitenden Methode von Harp überlagert sich das kapazitiv angekoppelte Signal kontinuierlich mit dem Wellensignal und das angelegte HF-Signal kann ein sehr kleines Wellensignal verdecken. Bei der "Impulsmethode" pflanzen sich beide Signale mit verschiedenen Gruppengeschwindigkeiten fort und können bei größeren Laufzeiten getrennt analysiert werden.
- c) Ein dritter Weg zur Anregung elektrostatischer Wellen besteht darin, die Elektronen-Komponente einer Plasmasäule durch ein elektrisches Hochfrequenzfeld zu modulieren, das an die Elektroden eines aus Gittern bestehenden Kondensatorsystems gelegt wird. Eine solche Anordnung wird zur Zeit aufgebaut.

#### 4.2.4 HF-Plasma-Resonanzsonde

(G. Peter)

Die 1963 begonnenen Experimente zur Deutung des Verhaltens der HF-Resonanzsonde wurden im Berichtsjahr mit der Untersuchung des zur Resonanzsonde fließenden HF-Stromes abgeschlossen. Erste Ergebnisse wurden in einem Vortrag berichtet [71], ein Laborbericht ist in Vorbereitung, ebenso ein Abschlußbericht über die HF-Strom-Messungen und über vergleichende Plasmadichte-Bestimmung mit HF- und Langmuir-Sonden.

Die Versuche wurden wie bisher im Cs-Plasma von ALMA I bei Plasmadichten von  $10^6$  bis  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  durchgeführt (s. Jahresberichte 1963 und 1964). Verwendet wurden ebene Sonden mit koaxialer Zuleitung. Die Untersuchungen ergaben, daß der Frequenzverlauf des HF-Stroms zur Resonanzsonde wesentlich durch die Kapazität der Sondenzuleitung bestimmt ist. Diese Zuleitungskapazität bewirkt, daß das Minimum der HF-Strom-Frequenzkurve nicht bei der Elektronen-Plasmafrequenz liegt, sondern zu tieferen Frequenzen hin verschoben wird. Man kann deshalb nur dann die Plasmafrequenz und damit die Plasmadichte aus der Frequenz im Minimum des HF-Stroms bestimmen, wenn der Einfluß der Zuleitungskapazität ausgeschaltet wird. Es wurde deshalb eine Schaltung zur Kompensation des Zuleitungsstroms entwickelt, mit deren Hilfe eine sehr genaue Dichtemessung aus dem Frequenzverlauf des HF-Stroms zur Sonde möglich ist. Vergleichende Dichtebestimmungen mit dieser Kompensationsmethode, ebenso aus der Frequenz im Minimum des Transmissionswechselstroms zu einer zweiten Sonde sowie mit der statischen Langmuir-Kennlinie der Sonde ergaben gute Übereinstimmung innerhalb der Genauigkeiten der drei Methoden.

Es wurde ferner festgestellt, daß sich das Plasmapotential aus der Abhängigkeit der Wechselstrom-Resonanzfrequenz von der Sondengleichspannung bestimmen läßt, da das Maximum des Wechselstroms auch in der Nähe des Plasmapotentials gut ausgeprägt ist und die Resonanzfrequenz bei Plasmapotential ihren niedrigsten Wert erreicht.

Zur Deutung des HF-Stromverlaufs wurden Rechnungen an einem Ersatzschaltbild für das Plasma-Schicht-Kabel-System der HF-Sonde durchgeführt. Die numerischen Rechnungen wurden auf der Rechenmaschine des Instituts durchgeführt. Durch diese Rechnungen lassen sich das Verhalten der HF-Sonde und die bei der Kompensation der Kabelkapazität beobachteten Erscheinungen deuten.

#### 4.2.5 Niederfrequente Ionenschwingungen (k // B)

(E. Guillino)

Das im Jahresbericht 1964 beschriebene Experiment wurde bis zur Fertigstellung von ALMA III verschoben, da diese Apparatur ein höheres Magnetfeld und bessere diagnostische Möglichkeiten bietet.

#### 4.3 Sondendiagnostik

##### 4.3.1 Untersuchung einer elektrostatisch eingeschnürten Hg-Niederdruckentladung mit Langmuir-Sonden

(M. Troppmann)

Die Wirkung einer elektrostatischen Einschnürung einer Hg-Entladung (s. Jahresbericht 1964) auf die Plasmagrößen wurde in der Umgebung des Einschnürungszylinders mit Langmuir-Sonden untersucht. Die beobachteten erhöhten Potentialgradienten an den beiden Zylinderenden (das Potential steigt zur Anode hin an), die Erhöhung von Temperatur und Dichte und die starken Verzerrungen der Elektronenenergieverteilung in der Einschnürungszone ließen sich erklären. Bei einer Einschnürspannung von - 1,5 kV beobachtet man ein zweites Maximum in der Energieverteilung.

Um genaue und reproduzierbare Messungen durchführen zu können, wurde eine indirekt geheizte Sonde entwickelt. Die Elektronenenergieverteilung wurde nach der Druyvesteyn-Methode bestimmt und die dazu notwendige zweimalige Differenzierung des Sondenstroms nach der Sondenvorspannung nach der Methode der Harmonischen durchgeführt.

##### 4.3.2 Vergleichende Dichtemessungen in der Bogenplasmaquelle

(G. Müller, A. van Oordt)

Das Experiment war bis zum Umzug nach L3 im September in Betrieb und wurde anschließend abgebaut. Im ersten Halbjahr wurden im thermischen Helium-Plasma im Bereich von  $10^{12}$  bis  $10^{13}$  Elektronen/cm<sup>3</sup> und bei Magnetfeldern bis 1500 Gauss vergleichende Dichtemessungen mit Sonden und einer im vorigen Jahresbericht beschriebenen spektroskopischen Methode durchgeführt. Außerdem wurden spektroskopische Dichtemessungen in der Umgebung der Sonde durchgeführt, aus denen Aufschlüsse über die Störung des Plasmas durch die Gegenwart der Sonden gewonnen werden sollten. Ein Laborbericht befindet sich in Vorbereitung.

## 5. Höchstvakuum

(E.W. Blauth)

Zur Untersuchung des Wandproblems wurden wiederum verschiedene Gebiete bearbeitet:

### 5.1 Oberflächen

#### 5.1.1 Festkörperzerstäubung

(R. Behrisch, H. Hötzel)

Der 150 keV-Beschleuniger für leichte Ionen ist fertiggestellt. Der Laborraum war für den Betrieb zu klein. Ein Umbau brachte 50 % mehr Arbeitsfläche. Erste Messungen haben begonnen. Die Energie- und Winkelverteilung der an einem polykristallinen Cu-Target gestreuten Ionen wurden gemessen. Der Nachweis der Teilchen erfolgte mit einem Halbleiterdetektor.

#### 5.1.2 Feldemissionsuntersuchungen

(H. Vernickel)

- a) Die Wechselstrommethode zur Messung der Änderung der Austrittsarbeit wurde verbessert. Sie arbeitet seit 1 1/2 Jahren einwandfrei. Das Verfahren wurde ausführlich beschrieben [IPP 2/37] und veröffentlicht [89].
- b) Der Einfluß des Ionenbeschusses auf die Adsorption wurde am System O<sub>2</sub>-Wolfram untersucht. Es zeigte sich, daß unabhängig von der Stärke des Ionenbeschusses die nachfolgende Adsorption von O<sub>2</sub> bezüglich Haftwahrscheinlichkeit und Änderung der Austrittsarbeit unverändert bleibt. Der manchmal vermutete Einfluß der Kristallbaufehler auf die Adsorption ist also beim System O<sub>2</sub>-W innerhalb der Meßgenauigkeit nicht vorhanden. Über die Arbeit wurde ein Laborbericht geschrieben [IPP 2/40] und auf dem Vakuum-Kongreß 1965 in Stuttgart ein Vortrag gehalten [90].
- c) Der Verdacht, daß der im Wolfram vorhandene Kohlenstoff die O<sub>2</sub>-Adsorption beeinflusse, hat sich bei genauer Überprüfung nicht bestätigt.
- d) Durch Ionenbeschuß werden in der Kristalloberfläche Baufehler erzeugt. Sie sollen durch die Bestimmung der zur Ausheilung notwendigen Aktivierungsenergie untersucht werden. Dazu ist eine Feldemissionsröhre notwendig, die ganz in flüssigen Stickstoff eintaucht, um den Restgasdruck stark zu erniedrigen. Die Vorversuche waren erfolgreich. Der Restgasdruck der adsorbierbaren Gase in der FEM-Röhre sinkt durch das Eintauchen mindestens um den Faktor 10<sup>3</sup> über Zeiten von mindestens 8 Stunden. Die Messungen können jetzt beginnen.
- e) Bestimmung der Desorptionsquerschnitte für Ionenbeschuß (B. Scherzer)  
Die Wirkungsquerschnitte für die Desorption adsorbierter Moleküle durch Ionenbeschuß sollen mit Hilfe einer Feldelektronenemissionsanordnung gemessen werden. Die Apparatur ist im Bau. Ein Versuchsmodell der Ionenquelle für 50 eV-Argon-Ionen wurde gebaut.

### 5.1.3 Wandreaktionen in einer HF-Gasentladung

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

Zum Problem der Reaktionen einer Wasserstoffentladung mit der Glaswand des Gefäßes wurden noch einige Messungen ergänzt. Die Ergebnisse wurden veröffentlicht [5].

### 5.2 Massenspektrometer

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

Am Farvitron wurden Ioneninfluenzsignale an verschiedenen Elektroden abgenommen und die relativen Phasenlagen gemessen. Es wurden Eintakt- und Gegentaktsschwingungen beobachtet. Eine Erklärung der Erscheinung steht noch aus.

Es laufen noch Untersuchungen zu einer halbquantitativen Partialdruckanalyse mit dem Farvitron. Theoretisch sollte diese Analyse bei Kenntnis der totalen Druckanzeige (Ionisationsmanometer) möglich sein.

Das System für ein stark fokussierendes "Oszillotron"-Spektrometer ist fertig. Die Messungen können beginnen.

Im Berichtsjahr erschien die Monographie über dynamische Massenspektrometer [6].

### 5.3 Zweikammermanometer

(E.W. Blauth, G. Venus)

Die Arbeit über das Zweikammerionisationsmanometer wurde abgeschlossen. Der Meßbereich des Manometers reicht von  $10^{-1}$  bis etwa  $10^{-10}$  Torr, vgl. Abb. 15a. Das Manometer zeigt, wie erwartet, in Öldampfatomosphären keinen Blears-Effekt, vgl. Abb. 15b. Die Meßergebnisse wurden in einem Laborbericht [IPP 2/39] und in einer Diplomarbeit [88] dargestellt. Außerdem wurde darüber auf dem Vakuum-Kongreß 1965 in Stuttgart vorgetragen [7].

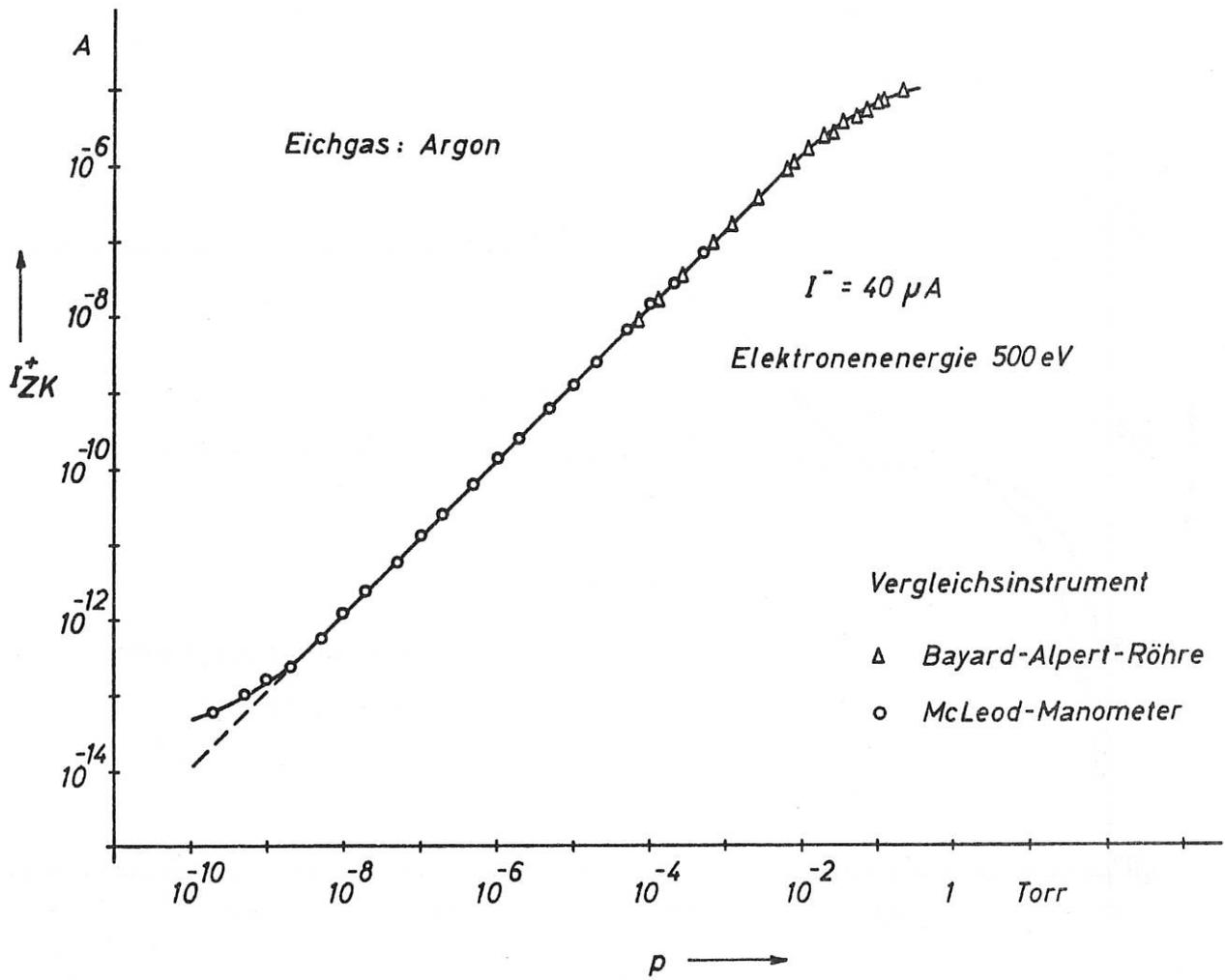


Abb. 15a: Gestrichelte Kurve: Eichkurve nach Abzug des Röntgenstroms.

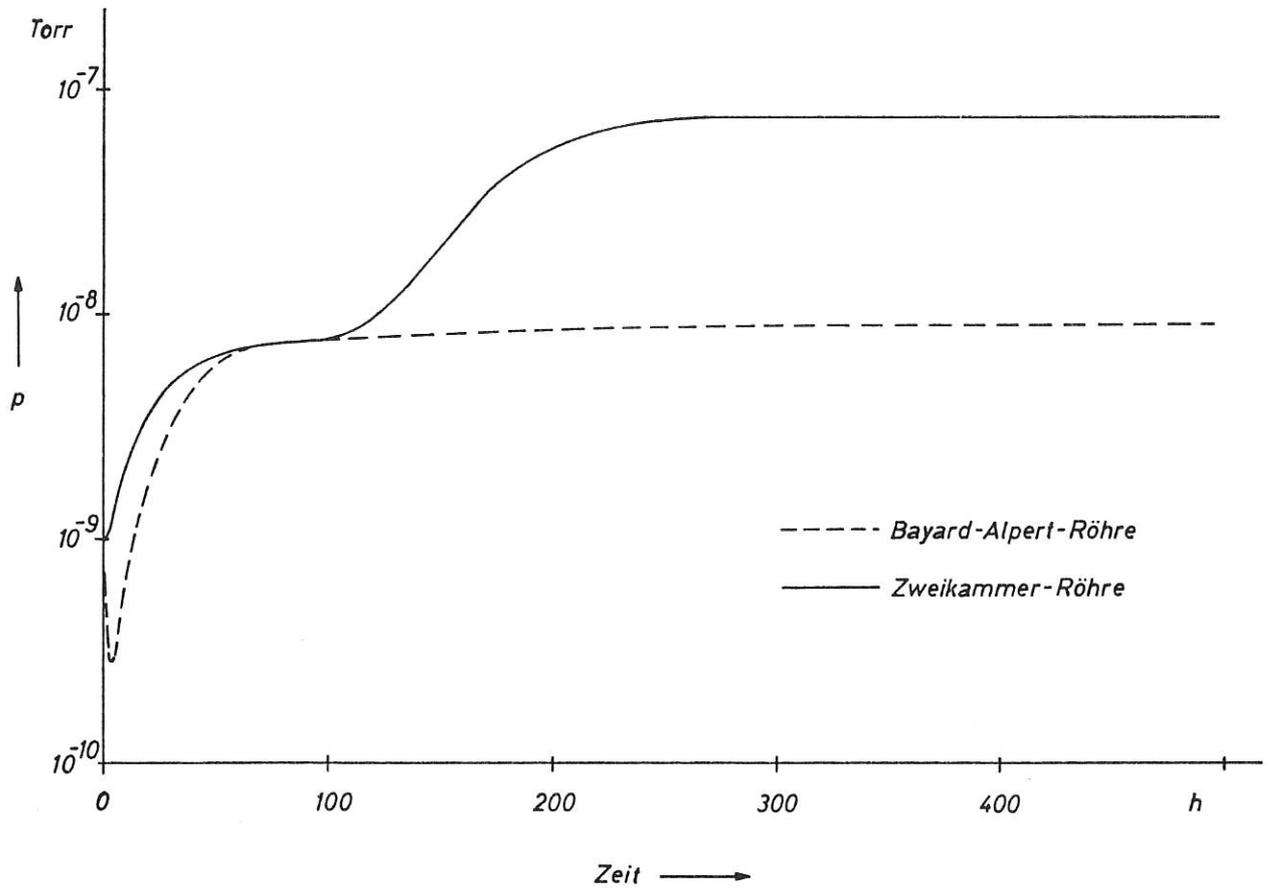


Abb. 15b: Vergleichsmessung zwischen der Zweikammer-Röhre und einer Bayard-Alpert-Röhre an einem Ölpumpstand. Die Zweikammer-Röhre gibt den Dampfdruck des Treibmittels an. Die Bayard-Alpert-Röhre zeigt den Druck um etwa eine Zehnerpotenz zu niedrig an.

#### 5.4 Öldämpfe und Restgase in UHV-Systemen

(H.E. Schulze)

- a) Beim Bau der Effusionszelle aus  $V_2A$  zur Messung von Öldampfdrucken mit einem tiefgekühlten Schwingquarz gab es erhebliche technische Schwierigkeiten. Das Baumaterial war weitgehend undicht. Die Zelle ist daher nur beschränkt funktionsfähig. Es ist jedoch zu hoffen, daß einige Messungen gemacht werden können.
- b) Die Analyse der Restgase über einer Öldiffusionspumpe wurde durch Aufsammeln der Gase in einer Kryopumpe durchgeführt. Die Messungen bei der Temperatur von flüssigem  $N_2$  sind abgeschlossen. Nach einigen Vorversuchen sollen jetzt noch Messungen bei der Temperatur des flüssigen He durchgeführt werden, um eine Aussage über den wichtigen CO-Anteil im Restgas zu erhalten.

#### 5.5 Anlaufströmungen

(B. Scherzer)

- a) Die im letzten Jahresbericht erwähnten Monte-Carlo-Rechnungen zur Anlaufströmung wurden in Zusammenarbeit mit der Abt. Theorie verfolgt und zu einem Abschluß gebracht [IPP 2/41 - IPP 6/46].
- b) Das Problem des Endvakuums von Hg-Diffusionspumpen wurde weiter untersucht. Um objektive Meßergebnisse zu erhalten, wurden Ionisationsmanometer nach Schuemann und Redhead gebaut und geeicht. Es sind noch nicht alle Meßschwierigkeiten beseitigt.
- c) Photo- und Auger-Effekt, durch Röntgenstrahlung hervorgerufen an Oberflächenatomen.

Es wurde eine Literaturstudie gemacht, die ergab, daß dieser Effekt zur Bestimmung der Adsorptionsbindungszustände ungeeignet erscheint. Die zu erwartenden Intensitäten sind bei dem zu fordernden Auflösungsvermögen zu klein.

EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 3 (PROF. DR. WIENECKE)

---

1. Stationäre Aufheizung von Plasmen hoher Dichte

---

(S. Witkowski)

1.1 Wasserstoffbogen im Magnetfeld

(C. Mahn, H. Ringler)

Die früher aus den Linienintensitäten von He I und He II bestimmten Elektronentemperaturen wurden durch Messung des Intensitätsverhältnisses von C III- und C IV-Linien unter Annahme der Gültigkeit der Koronaformel bestätigt. Die Messung der Dopplerprofile geeigneter C III- und C IV-Linien ergab Iontentemperaturen der gleichen Größenordnung. Dieses Ergebnis stimmt gut mit Abschätzungen überein, nach denen der Energieausgleich durch Stöße zwischen Elektronen und Ionen bei den vorliegenden Verhältnissen zu Iontentemperaturen führt, die nicht mehr als 15 % unter der Elektronentemperatur liegen.

Im letzten Jahresbericht waren Potential-Sondenmessungen beschrieben worden, bei denen eine Sonde sehr schnell quer durch den Bogen geschossen wurde. Bei der Registrierung der Bogenspannung während dieses Vorganges beobachtete man eine Störung in dieser Spannung, kurz nachdem die Sonde den Bogen verlassen hatte. Die zeitliche Verschiebung zwischen dem eigentlichen Sondersignal (als Zeitmarke für das Passieren der Bogenachse) und dem Erscheinen der Störung in der Bogenspannung nahm mit wachsendem Abstand zwischen Sonde und Anode zu. Diese Erscheinung wird wie folgt erklärt: Die Sonde verursacht in dem von ihr durchstrichenen Bogenquerschnitt eine Verkleinerung der azimuthalen Geschwindigkeit des Plasmas (siehe Jahresberichte 1963 und 1964) und damit eine lokale Erniedrigung der radialen Feldstärke. Diese Störung wandert mit der axialen Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas zur Anode und macht sich dort bei ihrer Ankunft als momentane Erniedrigung der Bogenspannung bemerkbar. Auf diese Weise konnte eine mittlere axiale Strömungsgeschwindigkeit bestimmt werden. Sie ergab sich zu  $2 \cdot 10^4$  cm/s.

Arbeiten zur Messung des radialen Profils dieser Geschwindigkeit durch lokale Markierung eines Plasmavolumens mittels einer Funkenentladung sind im Gange. Diese Methode wurde bereits mit Erfolg an einem Argon-Plasmamodell bei Atmosphärendruck angewandt. Bei der bereits im letzten Jahresbericht erwähnten weiteren Apparatur wurden inzwischen das Magnetfeld von 10 auf 23 kG und der Bogenstrom von 2 auf 2,8 kA erhöht. Trotzdem wurden nicht wie erwartet höhere Temperaturen als früher erzielt, weil gleichzeitig mit der Stromstärke der Bogenquerschnitt zunahm, so daß die Stromdichte etwa gleich geblieben war. Es wurde deshalb versucht, mit Hilfe wassergekühlter Düsen den Bogenquerschnitt bei gleicher Stromstärke zu verkleinern. Erste Versuche mit derartigen Düsen waren erfolgreich.

1.2 Untersuchung verschiedener Möglichkeiten zur weiteren Aufheizung des Wasserstoffbogens

---

(K. Büchl, U. Heidrich, S. Witkowski, G. Zankl)

Neben den beschriebenen Experimenten im Temperaturbereich bis  $10^5$  °K wurden eingehend die Möglichkeiten zur weiteren Steigerung der Temperatur des Wasserstoffbogens untersucht.

a) Zunächst wurde die Umwandlung der im Plasma vorhandenen magnetischen Feldenergie in thermische Energie ins Auge gefaßt. Das könnte z.B. dadurch geschehen, daß man das

EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 3 (PROF. DR. WIENECKE)

---

1. Stationäre Aufheizung von Plasmen hoher Dichte

---

(S. Witkowski)

1.1 Wasserstoffbogen im Magnetfeld

(C. Mahn, H. Ringler)

Die früher aus den Linienintensitäten von He I und He II bestimmten Elektronentemperaturen wurden durch Messung des Intensitätsverhältnisses von C III- und C IV-Linien unter Annahme der Gültigkeit der Koronaformel bestätigt. Die Messung der Dopplerprofile geeigneter C III- und C IV-Linien ergab Ionentemperaturen der gleichen Größenordnung. Dieses Ergebnis stimmt gut mit Abschätzungen überein, nach denen der Energieausgleich durch Stöße zwischen Elektronen und Ionen bei den vorliegenden Verhältnissen zu Ionentemperaturen führt, die nicht mehr als 15 % unter der Elektronentemperatur liegen.

Im letzten Jahresbericht waren Potential-Sondenmessungen beschrieben worden, bei denen eine Sonde sehr schnell quer durch den Bogen geschossen wurde. Bei der Registrierung der Bogenspannung während dieses Vorganges beobachtete man eine Störung in dieser Spannung, kurz nachdem die Sonde den Bogen verlassen hatte. Die zeitliche Verschiebung zwischen dem eigentlichen Sondersignal (als Zeitmarke für das Passieren der Bogenachse) und dem Erscheinen der Störung in der Bogenspannung nahm mit wachsendem Abstand zwischen Sonde und Anode zu. Diese Erscheinung wird wie folgt erklärt: Die Sonde verursacht in dem von ihr durchstrichenen Bogenquerschnitt eine Verkleinerung der azimuthalen Geschwindigkeit des Plasmas (siehe Jahresberichte 1963 und 1964) und damit eine lokale Erniedrigung der radialen Feldstärke. Diese Störung wandert mit der axialen Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas zur Anode und macht sich dort bei ihrer Ankunft als momentane Erniedrigung der Bogenspannung bemerkbar. Auf diese Weise konnte eine mittlere axiale Strömungsgeschwindigkeit bestimmt werden. Sie ergab sich zu  $2 \cdot 10^4$  cm/s.

Arbeiten zur Messung des radialen Profils dieser Geschwindigkeit durch lokale Markierung eines Plasmavolumens mittels einer Funkenentladung sind im Gange. Diese Methode wurde bereits mit Erfolg an einem Argon-Plasmamodell bei Atmosphärendruck angewandt. Bei der bereits im letzten Jahresbericht erwähnten weiteren Apparatur wurden inzwischen das Magnetfeld von 10 auf 23 kG und der Bogenstrom von 2 auf 2,8 kA erhöht. Trotzdem wurden nicht wie erwartet höhere Temperaturen als früher erzielt, weil gleichzeitig mit der Stromstärke der Bogenquerschnitt zunahm, so daß die Stromdichte etwa gleich geblieben war. Es wurde deshalb versucht, mit Hilfe wassergekühlter Düsen den Bogenquerschnitt bei gleicher Stromstärke zu verkleinern. Erste Versuche mit derartigen Düsen waren erfolgreich.

1.2 Untersuchung verschiedener Möglichkeiten zur weiteren Aufheizung des Wasserstoffbogens

(K. Büchl, U. Heidrich, S. Witkowski, G. Zankl)

Neben den beschriebenen Experimenten im Temperaturbereich bis  $10^5$  °K wurden eingehend die Möglichkeiten zur weiteren Steigerung der Temperatur des Wasserstoffbogens untersucht.

a) Zunächst wurde die Umwandlung der im Plasma vorhandenen magnetischen Feldenergie in thermische Energie ins Auge gefaßt. Das könnte z.B. dadurch geschehen, daß man das

durch äußere Spulen erzeugte Magnetfeld schnell umkehrt. Dabei würden bei den in unserem Bogen vorhandenen Elektronendichten und Magnetfeldstärken Temperaturen von  $10^7$  °K erreicht werden. Um zu vermeiden, daß das Plasma während der Umkehrphase die Wand berührt, müßte die Zeit, in der sich das Feld außerhalb des Plasmas umkehrt, kleiner als  $10^{-7}$  s sein. Diese Forderung führt zu technisch unmöglichen Stromanstiegen in der Umkehrspule.

Eine adiabatische Kompression in einer Theta-Pinch-ähnlichen Anordnung mit Magnetfeldern bis zu  $10^5$  G würde in den Temperaturbereich von 400 000 °K führen, hätte jedoch keine wesentlichen Vorteile gegenüber den herkömmlichen Theta-Pinch Experimenten.

- b) Als nächstes wurde die Möglichkeit untersucht, durch eine Modulation des axialen Magnetfeldes mit Frequenzen im Bereich von 10 kmz bis 100 MHz dem Plasma Energie zuzuführen. Dazu wurde die Energiebilanzgleichung mit radialen Wärmeleitungsverlusten für den stationären zylindersymmetrischen Fall in verschiedenen Näherungen numerisch gelöst. Als Wärmequellen wurden sowohl die Ohm'sche Heizung durch die induzierten Ströme als auch die Gyrorelaxations-Heizraten berücksichtigt. Dabei zeigte sich einmal, daß die Gyrorelaxationsheizung bei Temperaturen um  $10^5$  °K gegenüber der Ohm'schen Heizung zu vernachlässigen ist und erst bei Achsentemperaturen von etwa  $5 \cdot 10^5$  °K einen Beitrag liefert. Zum anderen ergaben die Rechnungen, daß für den Temperaturbereich von  $10^5$  °K bis  $10^6$  °K HF-Blindleistungen von 20 bis 50 MVA/cm erforderlich wären. Da diese Leistungen technisch kaum zu verwirklichen sein dürften, scheidet der Gyrorelaxationseffekt als Möglichkeit zur weiteren Steigerung der Temperatur in unserem Bogen aus.

Zur Prüfung der Richtigkeit der eben beschriebenen stationären Lösungen wurde für einige Parameterwerte die zeitliche Entwicklung des Temperatur- und Dichteprofiles des Bogens mit einem modifizierten Theta-Pinch Programm nach Düchs berechnet. Es zeigte sich, daß die damit berechneten Profile sich den stationären Profilen asymptotisch nähern.

- c) Bei allen bisherigen Rechnungen sind die Wärmeleitungsverluste in axialer Richtung vernachlässigt worden. Zur Abschätzung dieser Verluste wurde die Energiebilanzgleichung für den eindimensionalen Fall Ohm'scher Heizung mit einer vorgegebenen konstanten Stromdichte gelöst. Dabei wurde neben der normalen Wärmeleitung auch der Wärmetransport durch den elektrischen Strom berücksichtigt. In Abb. 16 ist der Temperaturverlauf längs der Achse für verschiedene Stromdichten dargestellt. Die für eine Temperatur  $T_{\max}$  [°K] bei einer Stromdichte  $j$  [A/cm<sup>2</sup>] erforderliche Bogenlänge  $l$  berechnet sich zu

$$l = 3 \cdot 10^{-9} \frac{T_{\max}}{j} \text{ cm}$$

Die dafür aufzubringende Leistung ist

$$L = 3 \cdot 10^{-7} j \cdot T_{\max} \text{ kW/cm}^2$$

Aus diesen Abschätzungen geht hervor, daß z.B. Temperaturen von  $5 \cdot 10^5$  °K mit Stromdichten von 1000 A/cm<sup>2</sup> in Bögen von ca. 5 m Länge erreicht werden können. Mit experimentell noch möglich erscheinenden Stromdichten von 3000 A/cm<sup>2</sup> in einem 10 m langen Bogen läge die Maximaltemperatur bei  $10^6$  °K.

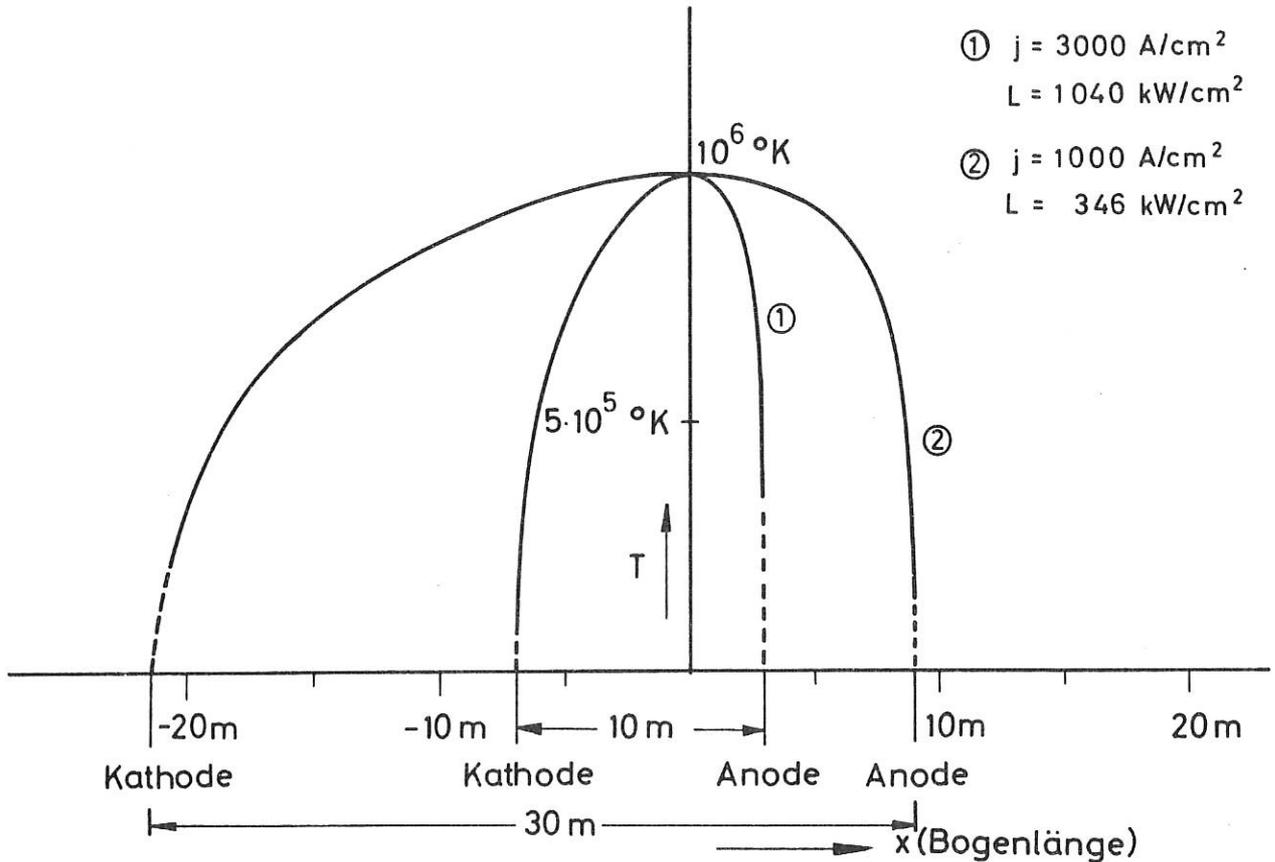


Abb. 16: Axialer Temperaturverlauf ohne radiale Verluste beim Wasserstoffbogen mit Stromdichten von  $1000 \text{ A/cm}^2$  und  $3000 \text{ A/cm}^2$ .

d) Um Zündungen an der Wand des Entladungsgefäßes, insbesondere bei der vorgesehenen HF-Heizung, zu vermeiden, muß der Bogen von einem guten Vakuum umgeben sein. In Vorversuchen gelang es, mit zusätzlichen Rootspumpen den Druck außerhalb des Bogens auf 0,4 Torr zu reduzieren. Bei der verwendeten Anordnung sank jedoch auch die Dichte in der Bogensäule erheblich ab, weil wegen der kleinen Bogenlängen von 15 cm keine Blenden eingebaut werden konnten, die differentielles Pumpen gestattet hätten. Außerdem war die Magnetfeldstärke auf 10 kG und der Bogenstrom auf einige hundert Ampere beschränkt, so daß die Achsentemperatur unter  $10^5 \text{ }^\circ\text{K}$  blieb. Es wurde deshalb eine Apparatur gebaut, bei der Magnetfeldstärken bis 40 kG und Bogenströme bis zu 4000 A angewendet werden können. Die Bogenlänge in dieser flexiblen Apparatur kann stufenweise bis auf 3 m gebracht werden. In dieser Anordnung soll durch geeignete Blenden und differentielles Pumpen eine größere Druckdifferenz zwischen Bogeninnerem und -umgebung erreicht werden. Außerdem kann die Gültigkeit der Abschätzungen bezüglich des axialen Temperaturprofils experimentell überprüft werden.

Bisher brennt der 3 m lange Bogen mit Stromstärken bis 1500 A. Sein Durchmesser ist etwas größer als der der bisher untersuchten kürzeren Bogen. Zur Erzielung höherer Temperaturen als  $10^5$  °K muß deshalb die Stromstärke noch weiter gesteigert werden.

1.3 Besetzung der diskreten Energieniveaus in einem stationären nichtthermischen Wasserstoffbogen

(S. Ramer)

Die in ihrem Grundgedanken schon im Jahresbericht 1964 beschriebene Arbeit wurde im Berichtsjahr abgeschlossen. Nachdem zunächst ein Programm zur numerischen Berechnung der Besetzungszahlen von Wasserstoff bei gegebenem Strahlungsfeld, gegebener Elektronendichte und Elektronentemperatur entwickelt worden war, wurde im zweiten Teil der Arbeit eine Methode zur Berechnung des Strahlungsfeldes eines zylindrischen Bogens für den Fall erarbeitet, daß Elektronendichte, Elektronentemperatur und Besetzungszahlen als Funktion des Radius bekannt sind. Im dritten Teil schließlich wurden für einen speziellen Bogen mit vorgegebenem (gemessenem) Elektronendichte- und Elektronentemperaturprofil die Besetzungszahlen des Grundniveaus und der beiden unteren angeregten Niveaus iterativ berechnet (Abbildungen 17a, 17b und 17c).

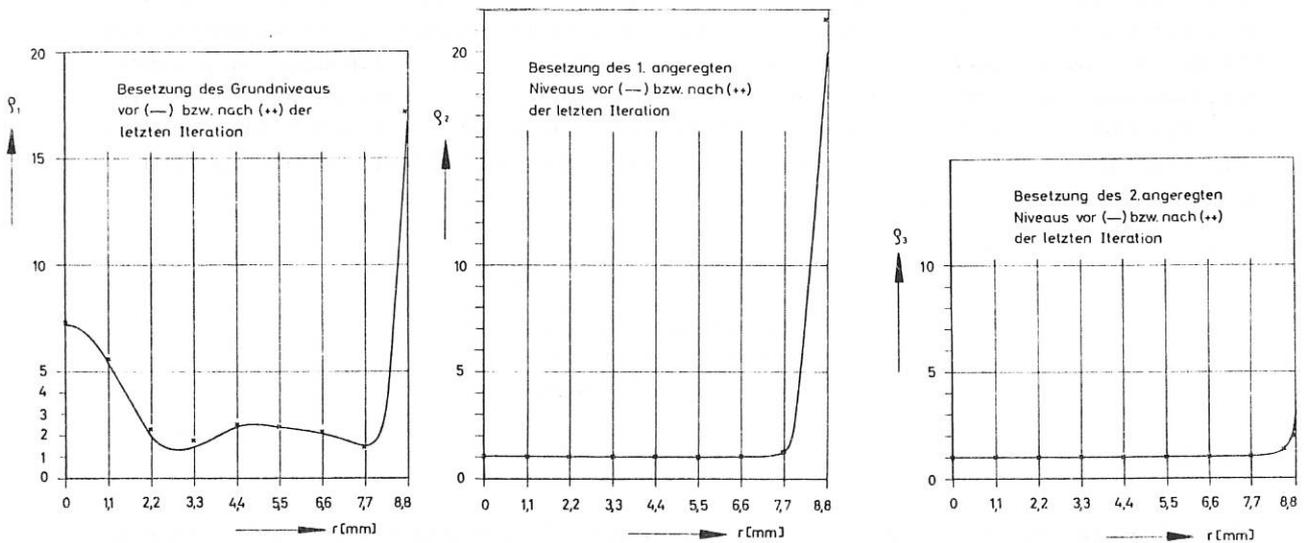


Abb. 17: Relative Besetzungszahlen der drei unteren Niveaus des Wasserstoffatoms als Funktion des Radius in einem Bogen 25 000 °K Achsentemperatur. Die Temperatur beim Radius 9 mm ist etwa 6000 °K.

$\rho_p = n(p)/n_E(p)$  ist das Verhältnis der tatsächlichen Besetzungsdichte des p-ten Niveaus zu der Besetzungsdichte im thermischen Gleichgewicht.

#### 1.4 Geschwindigkeitsmessung durch Anfärben eines Plasmastrahles

(H. Salzmann)

Bei der Untersuchung der im Jahresbericht 1963 beschriebenen Methode mit Hilfe kurzzeitphotographischer Methoden wurde festgestellt, daß die Plasmaströmung durch den Abdampfvorgang gestört wird. Diese Störung, die im wesentlichen auf der Wechselwirkung zwischen dem Magnetfeld des Heizstroms und dem strömenden Plasma beruht, läßt sich jedoch prinzipiell durch Änderung der Geometrie vermeiden.

Die untersuchte Meßmethode wurde ferner modifiziert, indem kleine Metalltröpfchen quer zur Strömung durch das Plasma geschossen wurden. Die Tröpfchen werden vom Plasma aufgeheizt und verdampfen während ihres Fluges. Die Geschwindigkeit des leuchtenden Metall dampfes ist identisch mit der Plasmageschwindigkeit. Die Messungen der Dampfgeschwindigkeit mit Hilfe von Schmier- und Framingaufnahmen ergaben Werte der Plasmageschwindigkeit von 70 m/s und bestätigten die Ergebnisse der ersten Meßmethode.

#### 1.5 Dopplertemperatur am Wasserstoffbogen

(K. Büchl)

Aus der Dopplerverbreiterung von C IV- und C III-Linien wurde die Iontemperatur eines Wasserstoffbogens bestimmt. Die Messungen wurden mit einem Fabry-Perot-Interferometer senkrecht zur Bogenachse durchgeführt. Deshalb konnten von den Komponenten der Zeeman-aufgespaltenen Linie nur entweder die  $\pi$ - oder die  $\sigma$ -Komponente unterdrückt werden. Da die Zeeman-Aufspaltung in der Größe der Dopplerverbreiterung liegt, konnte aus der C IV-Linie bei  $5802 \text{ \AA}$  eine untere Grenze für die Iontemperatur in der Bogenachse von  $68.000^\circ\text{K}$  bestimmt werden. Aus den anderen Linien ergeben sich für die Bogenachse Iontemperaturen von  $80.000^\circ\text{K}$ . Der Fehler liegt infolge der experimentellen Schwierigkeiten bei ungefähr 20 %. Der Versuch, die Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas längs der Bogenachse aus der Dopplerverschiebung von Spektrallinien zu messen, führte zu keinen verwertbaren Ergebnissen.

## 2. Magnetoplasmodynamik

(G. Brederlow, M. Salvat)

### 2.1 Überblick

Diese Untersuchungen befassen sich mit Fragen, die für die Umwandlung von Kernenergie in elektrische Energie von Bedeutung sind. Diese Energieumwandlung soll mit Hilfe von MHD-Generatoren durchgeführt werden, bei denen als Arbeitsmittel ein Edelgas-Alkali-Gemisch verwandt wird.

Um in diesen Generatoren eine möglichst hohe elektrische Leistungsdichte zu erzielen, muß das Arbeitsgas eine gute elektrische Leitfähigkeit haben. Diese erreicht man durch Erhöhung der Elektronentemperatur über die Gastemperatur. Eine solche Temperaturerhöhung ist bereits unter MHD-Generator-Bedingungen bewirkt worden.

Die Messungen ergaben aber, daß durch die Elektroden Inhomogenitäten in der Stromdichteverteilung hereingetragen werden, die sich störend bemerkbar machen; insbesondere erhöhen sie im Generator mit segmentierten Elektroden den inneren Widerstand des Generators. Mit dem Problem, diese Störungen herabzusetzen bzw. zu beseitigen, befassen sich theoretische und experimentelle Untersuchungen.

Die Leitfähigkeitsmessungen in einem elektrischen Feld und in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern wurden fortgesetzt.

Weiterhin wird die Möglichkeit untersucht, einen Edelgas-Generator ohne Alkalimetall zu betreiben.

## 2.2 Theoretische Untersuchungen der Stromverteilung und des inneren Widerstandes in MHD-Generatoren

(G. Brederlow, F. Fischer, M. Salvat)

Durch numerische Integration der Laplacegleichung für die Stromfunktion mit entsprechenden Randbedingungen wurden die Stromdichte und Potentialverteilung im Generator mit segmentierten Elektroden untersucht. Die Stromlinien zeigten den in Abb. 18 erkennbaren Verlauf. Der Abbildung kann man entnehmen, daß im Bereich der Elektroden Störungen in der Stromdichteverteilung auftreten, die den inneren Widerstand des Generators erhöhen.

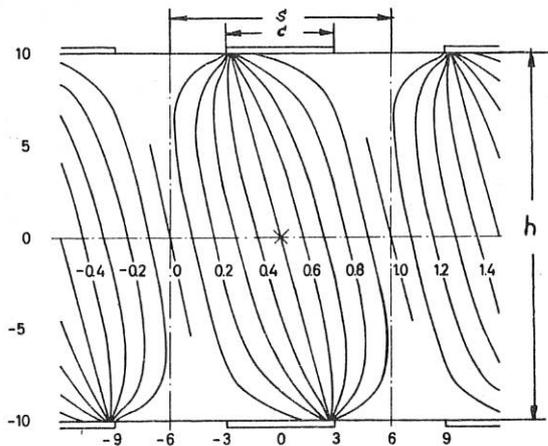


Abb. 18: Berechnete Stromdichteverteilung im MHD-Generator mit segmentierten Elektroden ( $\beta=2$ ).

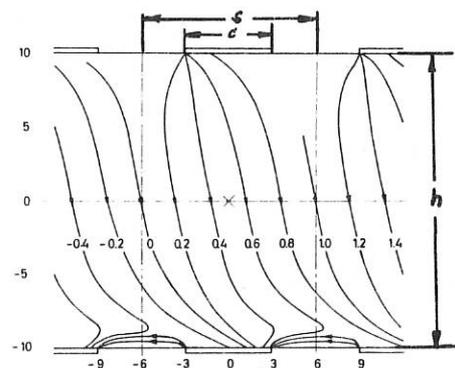


Abb. 19: Gemessene Stromdichteverteilung im MHD-Generator mit segmentierten Elektroden.

Für verschiedene Generatorgeometrien wurde mit dem Hallfaktor  $\beta = \omega \cdot \tau$  als Parameter die Potential- und Stromdichteverteilung berechnet. Die Rechnungen ergaben, daß sich der innere Widerstand im Vergleich zum Widerstand eines Generators mit idealer homogener Stromdichteverteilung um einen Faktor  $\lambda$  erhöht. Für Werte von  $\beta > 3$  wird  $\lambda$  durch die Beziehung

$$\lambda = \frac{1}{D + EA} \quad \text{dargestellt.}$$

D und A sind reine Funktionen von  $\frac{c}{s}$  und  $\frac{s}{h}$ , wobei c = Breite der Elektroden, s = Abstand von Elektrodenmitte zu Elektrodenmitte und h = Höhe des Entladungskanals ist. Durch physikalische Betrachtungen dieses Problemkreises wurde die gleiche Form für  $\lambda$  gefunden, wobei D und A sich jetzt als explizite Funktionen von  $\frac{c}{s}$  und  $\frac{s}{h}$  ergeben.

### 2.3 Experimentelle Bestimmung der Stromdichteverteilung in einem simulierten MHD-Generator

(F. Fischer)

Zur Prüfung der vorher erwähnten theoretischen Berechnungen wurde ein Experiment durchgeführt, mit dem die Stromdichteverteilung in einem segmentierten MHD-Generator bestimmt werden konnte. Als Arbeitsmittel wurde Argon mit einem Kaliumzusatz von 0,2 % verwendet. Die Gastemperatur betrug 2000 °K, der Druck 1 Atmosphäre. Es konnte ein maximales Magnetfeld von 10 kG erreicht werden. Da im Generator durch die  $[v \times E]$ -EMK nicht genügend hohe Stromdichten erzielt werden konnten, wurden auch an die einzelnen Elektrodenpaare zusätzlich von außen elektrische Felder angelegt. Die Stromdichteverteilung wurde punktweise aus der räumlichen Intensitätsverteilung der Kalium-Resonanzlinien bestimmt. Diese Intensität ist ein Maß für die Elektronentemperatur und diese wiederum ein Maß für die Stromdichte.

Die Messungen ergaben eine qualitative Übereinstimmung mit den theoretischen Berechnungen, jedoch wurde die Symmetrie, die in der theoretischen Verteilung vorhanden ist, experimentell nicht gefunden. An der Elektrode, an die der Strom an der stromaufwärts gelegenen Seite ansetzte, konnte stets eine gute qualitative Übereinstimmung mit der Theorie erreicht werden. An der Elektrode, an die der Strom an der stromabwärts gelegenen Elektrodenseite ansetzte, traten unabhängig von der Richtung des Stromflusses im Generator Abweichungen auf (siehe Abbildungen 18 und 19). Messungen des Potentialverlaufs zwischen den Elektroden in Wandnähe stehen mit den Lichtintensitäten in Einklang.

Die Abweichungen von der Theorie lassen auf einen Einfluß der Gasströmung auf die Stromdichteverteilung schließen.

### 2.4 MHD-Generator mit segmentierten Elektroden im geschlossenen Kreislauf

(G. Brederlow, M. Salvat)

Um das Volumenwandverhältnis zu verbessern, und damit sichere Aussagen über die Stromdichteverteilung im MHD-Generator machen zu können, wurde Ende 1964 der Bau eines Generators mit einem Kanalquerschnitt von 500 mm<sup>2</sup> und einem Gasdurchsatz von 100 g Argon/s bei einem Kaliumzusatz von 0,2 % geplant.

Aus Kostengründen ist hierbei ein geschlossener Kreislauf notwendig. Mit dem Bau der Anlage wurde 1965 begonnen. Diese Anlage wird im ersten Quartal 1966 fertiggestellt sein. Sie besteht aus einem Plasmabrenner, einer Mischkammer mit Kalium-Einspritzsystem, dem nachfolgenden Generator, der Kaliumabscheidung und dem Kompressor. Der Brenner hat eine Leistung von 200 kW und ist mit einer besonderen, neu entwickelten Gaskühlung, die einen

sehr hohen Wirkungsgrad erreichen läßt, versehen worden. Das Kalium-Einspritz-System, ebenfalls neu entwickelt, ermöglicht es, dem Argon eine genau einstellbare Menge Kalium sehr gleichmäßig zuzusetzen. Das Problem der Kaliumabscheidung in kontinuierlichem Betrieb konnte ebenfalls gelöst werden.

2.5 Messungen der Elektronentemperatur und der elektrischen Leitfähigkeit in einem Argon-Kalium-Plasma bei gekreuzten, elektrischen und magnetischen Feldern

(G. Brederlow, R.T. Hodgson)

Nach der einfachen Theorie, wie sie von Kerrebrock für MHD-Generatoren eingeführt wurde, ist die skalare elektrische Leitfähigkeit mit und ohne Magnetfeld die gleiche. Frühere von uns durchgeführte Messungen ergaben aber, daß dies nicht der Fall ist (Abb. 20).

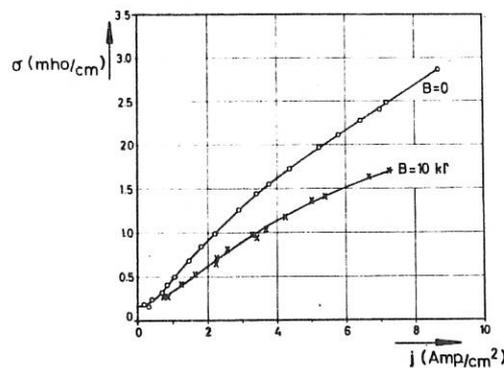


Abb. 20: Elektrische Leitfähigkeit als Funktion der Stromdichte mit und ohne Quermagnetfeld.

Berechnungen von W. Feneberg mit Hilfe des Enskog'schen Näherungsverfahrens zeigten, daß sich die skalare Leitfähigkeit für ein nicht voll ionisiertes Gas mit Raumsauereffekt bei angelegtem Magnetfeld, dessen Richtung senkrecht zum elektrischen Feld ist, verringert. Neuere Messungen, bei denen die durch die Elektroden hineingetragenen Inhomogenitäten in der Stromdichteverteilung berücksichtigt wurden, ergaben eine gute qualitative Übereinstimmung mit den Berechnungen von Feneberg.

Ein Vergleich mit der Theorie wurde durchgeführt, indem mit Hilfe von Sonden die Feldstärkeverteilung im Meßkanal ermittelt wurde.  $\sigma_0 = \frac{j}{E}$  ergab bei bekannter Stromdichte die skalare Leitfähigkeit. Weiterhin wurde die Elektronentemperatur mit der Linienumkehrmethode an der Kalium-Resonanzlinie ( $\lambda = 7682 \text{ \AA}$ ) unter Berücksichtigung der optischen Schichtdicke bestimmt.

## 2.6 Messungen der Elektronentemperatur und der elektrischen Leitfähigkeit in einem Argon-Kalium-Plasma ohne Magnetfeld

(G. Brederlow, W. Riedmüller, M. Salvat)

Von verschiedenen Autoren wurde die Erhöhung der Elektronentemperatur in einem Argon-Kalium-Plasma beim Stromdurchgang theoretisch und experimentell untersucht. Die bisher durchgeführten Elektronentemperaturmessungen mit der Linienumkehrmethode waren unzuverlässig und ungenau. Deshalb wurde von uns die Anwendbarkeit dieses Meßverfahrens unter den Bedingungen: Argon-Kalium-Plasma mit  $T_{\text{Gas}} = 2000 \text{ }^\circ\text{K}$ ,  $p' = 1 \text{ atm}$ . theoretisch untersucht. Es ergab sich, daß, wenn das Plasma für die untersuchte Linie optisch dick ist, die Umkehrtemperatur gleich der Elektronentemperatur ist.

Diese Berechnungen wurden geprüft, indem die optische Schichtdicke des Plasmas für die betreffende Linie durch Veränderung des Kalium-Zusatzes variiert wurde. Die Messungen bestätigten die Theorie.

Neben der Elektronentemperatur wurde gleichzeitig auch die elektrische Leitfähigkeit gemessen. Aus den Leitfähigkeitswerten wurde mittels der Saha-Gleichung unter Berücksichtigung der Strahlungsverluste die Elektronentemperatur berechnet. Die direkt gemessenen und die aus den Leitfähigkeitswerten berechneten Elektronentemperaturen sind in Abhängigkeit von der Stromdichte, zusammen mit einer theoretischen Kurve in Abb. 21 aufgetragen. Es ergab sich, daß bei Stromdichten größer als  $1 \text{ Amp/cm}^2$  eine gute Übereinstimmung im qualitativen Verlauf besteht. Bei Stromdichten  $< 1 \text{ Amp/cm}^2$  treten zwischen den Kurven Diskrepanzen auf.

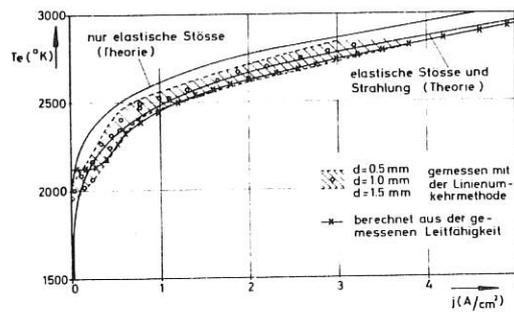


Abb. 21: Elektronentemperaturverlauf in Abhängigkeit von der Stromdichte. Vergleich zwischen Theorie und Experiment.

2.7 Leitfähigkeits- und Elektronentemperaturmessungen in einem Argon-Kalium-Plasma,  
insbesondere in niedrigem Strombereich bei verschiedenen Gastemperaturen und Drucken

(G. Brederlow, R. Schwenn)

Bisher konnten in keiner Arbeit die vorher erwähnten Diskrepanzen zwischen dem gerechneten und gemessenen Elektronentemperaturverlauf im Bereich niedriger Stromdichten geklärt werden. Es soll nun versucht werden, mit Hilfe von experimentellen und theoretischen Untersuchungen eine Erklärung dieser Abweichungen zu finden. Es wurde gezeigt, daß Leckströme und Kurzschlußströme im Meßkanal, die besonders im niedrigen Stromdichtebereich die Messungen verfälschen können, für die Abweichung nicht verantwortlich sind. Da möglicherweise Ladungsträger von der heißeren Plasmaquelle in den Meßkanal verschleppt werden können, und somit dort eine höhere Elektronendichte herrscht als sie der örtlichen Temperatur entspricht, kann der Leitfähigkeitsverlauf im Bereich von niedriger Trägerdichte gestört werden.

Messungen hierüber sind noch im Gange.

2.8 Edelgas-MHD-Generator ohne Alkali-Zusatz

(G. Hahn, W. Ohlendorf)

Das Problem der Erzeugung einer ausreichenden elektrischen Leitfähigkeit in einem Edelgas-MHD-Generator ohne Alkalizusatz wurde weiter behandelt. Die Rechnungen hierzu konnten abgeschlossen werden. Sie zeigten, daß eine große Wahrscheinlichkeit besteht, auch in einem reinen Edelgas die Elektronentemperatur soweit zu erhöhen, daß eine hinreichende Leistungsdichte im Generator erreicht wird. Notwendig hierzu ist allerdings, daß schon mit der Gasströmung eine ausreichende Zahl von Ladungsträgern in den Generator gebracht werden kann. Dies kann durch eine Hilfsentladung vor dem Generatoreingang erreicht werden, da die Rekombinationsraten bei Edelgasen sehr klein sind. Notwendig für den Betrieb eines solchen Generators ist eine genügende Emissionsfähigkeit der Kathoden, da hier die Austrittsarbeit nicht durch einen Alkalibelag der Elektroden reduziert wird, und der Strom flächenhaft ansetzen muß.

Um die theoretisch gewonnenen Ergebnisse zu prüfen, wurde eine Versuchsanordnung aufgebaut, bei der ein kalter Argonstrom mittels einer Wolfram-Heizspirale bei einem Massendurchfluß von 20 g/s auf 1700 °K aufgeheizt wird. Vorversuche mit einer Hilfsentladung wurden durchgeführt. Außerdem wurde geprüft, ob mit geheizten Kathoden aus thoriertem Wolfram eine genügende Elektronenemission erzielt werden kann.

In Argon wurde in einem Druckbereich von 1 Atm. und Zimmertemperatur die Elektronenemission von geheizten speziellen Oxyd-Kathoden untersucht. Stromdichten bis zu 100 Amp/cm<sup>2</sup> konnten bei flächenhaftem Ansatz erreicht werden.

### 3. Stoßwellenexperimente, Probleme nichtstationärer MHD-Konversion, Plasmaeinschuß

(H. Muntenbruch)

#### 3.1 Untersuchungen an T-Rohren

Mit einigen abschließenden Experimenten und mit der theoretischen Deutung der Meßergebnisse wurde diese Serie von Arbeiten abgeschlossen. Die Arbeiten von Brinkschulte, Makios und Kolig rundeten das Bild von den Stoßwellen in T-Rohren ab, das sich nach den Untersuchungen von Brederlow und Cormack schon abzeichnete: T-Rohr-Stoßwellen sind instationär, vom Typ der "Blastwellen", und lassen sich gut mit den von Weizsäcker'schen "Homologielösungen" beschreiben.

##### 3.1.1 Interferometrische Untersuchungen

(H. Brinkschulte)

Wie geplant, wurden die interferometrischen Untersuchungen mit Messungen an einzelnen, ungestörten Stoßwellen beendet, die mit Hilfe eines Power-Crowbar-Systems erzeugt wurden (Jahresbericht 1964). Die Ergebnisse ließen eine Prüfung der Wellen auf ihr Homologieverhalten hin zu. Der Abfall der Dichte hinter der Stoßfront ergab qualitative Übereinstimmung mit der Theorie. Quantitativ wurde diese durch Vergleich zwischen gemessenem und theoretischem Geschwindigkeitsverlauf geprüft. Es zeigte sich, daß der Homologieexponent  $K = -0,4$  (wie er der "Standardlösung" für molekularen Wasserstoff entspricht, aber auch noch bei Dissoziation genügend genau gilt) den Meßwerten besser entspricht als die Grenzwerte  $K = -0,5$  ("Schneeflugmodell") und  $K = -0,33$  ("Blastwelle").

##### 3.1.2 Mikrowellenuntersuchungen

(W. Makios)

Reflexionsmessungen hinter den Stoßfronten hatten gezeigt, daß Bereiche existieren, in denen die Elektronendichte Transmissionsmessungen mit 4 mm-Wellen gestattet (Jahresbericht 1964). Solche Messungen mit den schon vorbereiteten Hornantennen-Linsen-Systemen zur Bündelung der Wellen ließen aber nur ein räumliches Auflösungsvermögen von ca. 3 Wellenlänge zu. Obwohl dies für solche Anordnungen beachtlich ist, erlaubten die Messungen nur wenige Folgerungen, da der Abstand Stoßfront-Leuchtfrent von derselben Größenordnung ist.

Nach Überwindung einiger technischer Schwierigkeiten gelang es, durch Übergang vom Hohlleiter auf ein Lecherdrahtsystem quer durch das Plasma ein Interferometer extrem hohen räumlichen Auflösungsvermögens zu bauen ( $\Delta x \approx 2$  mm). [IPP 3/25; 65; 66].

Mit dieser Meßanordnung wurde die Elektronendichteverteilung hinter Stoßfronten in Wasserstoff und Argon bei verschiedenen Geschwindigkeiten ( $5 < M < 15$ ) und einem Anfangsdruck von  $p_0 = 2$  Torr gemessen.

Bei Wasserstoff steigt die Elektronendichte hinter der Stoßfront beinahe sprunghaft an (wie dies Brinkschulte auch für die Dichte der schweren Teilchen zeigen konnte). Dabei nimmt aber auch die Stoßfrequenz sofort so hohe Werte an, daß wegen der großen Dämpfung Einzelheiten des Elektronendichteprofiles sich nicht mehr erkennen lassen.

Anders ist das Verhalten in Argon, wo Relaxationsphänomene der Ionisation den Verlauf der Elektronendichte hinter der Stoßfront im wesentlichen bestimmen. Die Messungen ergaben nicht nur den Elektronendichteverlauf, sondern auch den Gang der Stoßfrequenz. Vor allem, um letzteren bestimmen zu können, wurde auf der Rechenmaschine des Institutes der Transmissionsfaktor einer ebenen Welle in einer homogenen Plasmaschicht der vorliegenden Dicke berechnet.

Unter Annahme eines bestimmten Profiles für die Dichte der schweren Teilchen hinter der Stoßfront (wie es z.B. von den Homologielösungen geliefert wird) ist damit auch eine Bestimmung der Elektronentemperatur möglich (siehe Abb. 22 und 23).

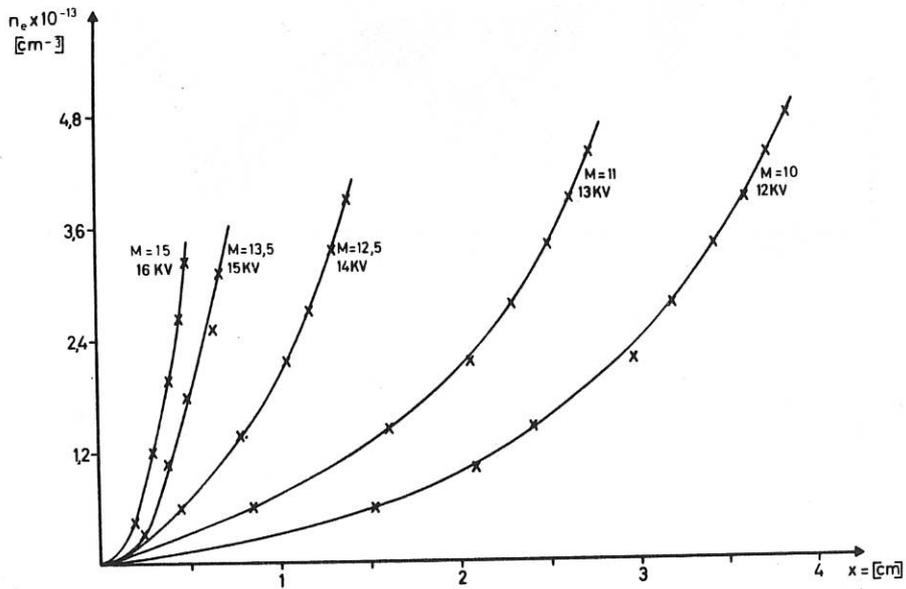


Abb. 22: Elektronendichteanstieg als Funktion des Abstandes  $x$  hinter der Stoßfront.  
(Als Parameter sind Machzahl  $M$  bzw. Ladesspannung des Kondensators gewählt).

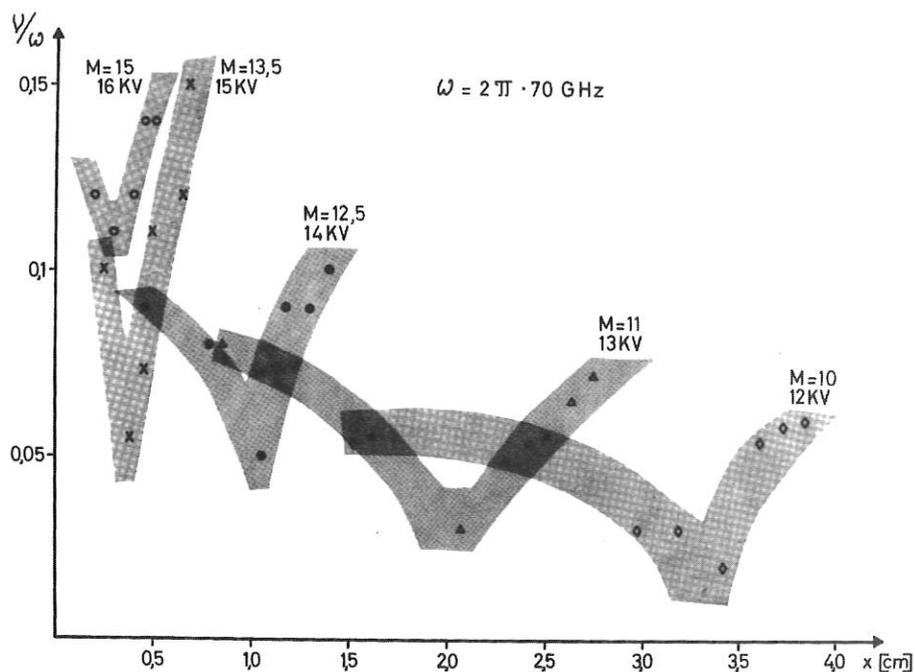


Abb. 23: Stoßfrequenz der Elektronen als Funktion des Abstandes  $x$  hinter der Stoßfront. (Als Parameter sind Machzahl  $M$  bzw. Ladespannung des Kondensators gewählt).

### 3.1.3 Magnetfeldsondermessungen

(H. Kolig)

Die Sondenmessungen waren im wesentlichen schon 1964 abgeschlossen. Eine Analyse der Vielzahl der Sonden-signale zeigte, daß der Strom in der Plasmawolke hinter der Stoßfront sich zu einer Schleife schließt, die an der vorderen Plasmagrenze eine hohe Stromdichte aufweist, während sie am hinteren Ende der Schleife (den Elektroden zugekehrt) sehr gering ist. Die entwickelte Modellvorstellung ergibt Signalformen, die sehr genau mit den gemessenen übereinstimmen. Als Antriebsmechanismus für den Strom in der Schleife kommt praktisch nur eine  $[v \times B]$ -EMK in Frage, die auf der anfänglichen Bewegung des Plasmas im Feld des Hauptentladungsstromes beruht.

### 3.2 Wechselwirkung zwischen Membranrohrstoßwellen und Magnetfeldern

Nachdem 1964 der Aufbau der Membranrohranlage im wesentlichen abgeschlossen war, wurden im Berichtsjahr eine große Anzahl von Messungen an stationären Stoßwellen mit und ohne Magnetfeld durchgeführt. Die theoretischen Arbeiten lieferten die Grundlage für ein Verständnis der bei der Wechselwirkung auftretenden Phänomene.

### 3.2.1 Theoretische Überlegungen zur Wechselwirkung von Stoßwellen mit Magnetfeldern

(E. Rebhan)

Mit der im Jahresbericht 1964 beschriebenen Methode wurde die elektromagnetische Beeinflussung von Stoßwellen weiter untersucht. U.a. zeigte sich, daß bei Energiezufuhr im Wechselwirkungsbereich eine einlaufende Stoßwelle beschleunigt wird, bei Impulszufuhr gebremst wird. Die Untersuchungen, die in Zusammenarbeit mit der theoretischen Abteilung durchgeführt wurden, machen Aussagen über einen "quasistationären" Endzustand, wie er sich einige Zeit nach der Wechselwirkung einstellt.

### 3.2.2 Messungen an den unbeeinflussten Stoßwellen

#### a) Dünnschichtwiderstandsthermometer

(H. Nett)

Für Triggerzwecke und zur Geschwindigkeitsmessung wurden Sonden eingesetzt, deren Meßelement ein schmaler, aufgedampfter Silberstreifen ist. Diese Schicht nimmt die Temperatur der Grenzschicht im Rohr an und zeigt damit das Eintreffen der Stoßwelle am Sondenort, das Passieren der Kontaktzone, aber z.B. auch den Übergang von laminarer zu turbulenter Grenzschicht an.

In manchen Fällen überlagern sich den Signalen allerdings bolometrische Störungen und solche, die von der Leitfähigkeit des Plasmas herrühren (Parallelwiderstände).

Es wird versucht, aus den Signalen auch Aussagen über den Temperaturverlauf im Plasma zu gewinnen.

#### b) Geschwindigkeitsmessungen

(H. Klingenberg, H. Nett)

Die Geschwindigkeiten von Stoßfront und Kontaktfrontdiskontinuität, und damit auch die Länge des Plasmapropfens, wurden in Argon für verschiedene Drucke (0,1 - 50 Torr) im Expansionsteil und für einen weiten Bereich des Ausgangsdruckverhältnisses (Druck im Hochdruckteil : Druck im Expansionsteil) gemessen. Dabei wurden Dünnschichtsonden und Multiplier benutzt und Aufnahmen mit einer Trommelkamera gemacht. Die Ergebnisse der verschiedenen Methoden stimmen sehr gut mit einander überein. Die geringen Abweichungen von den theoretischen Werten (Rechnungen siehe Jahresbericht 1964) stellen ein Qualitätskriterium für das Rohr dar). Mit Hilfe bekannter Theorien lassen sich nun alle Plasmaparameter recht genau ermitteln, so daß die Voraussetzungen für eine Beurteilung der Wechselwirkungen gegeben sind.

Die Schmieraufnahmen lassen auch qualitativ die Homogenität des Plasmas erkennen. In allen Druckbereichen werden Relaxationseffekte deutlich, die mit der von Makios entwickelten Mikrowellenmeßmethode (s. 3.1.2) genauer studiert werden sollen.

### 3.2.3 Untersuchungen der Wechselwirkung Stoßwelle - Magnetfeld

#### a) Technische Probleme

Nachdem die erste Wechselwirkungsmeßkammer ebenso beim ersten Schuß explodiert war wie zwei Spulensysteme, wurden eine Reihe einfacher Meßkammern selbst gebaut. Die ersten beiden glasfaserarmierten PVC-Rohre bewährten sich im Betrieb, wenn auch die kleinen Beobachtungsfenster (6 bzw. 7 Stück) und nur 3 Elektrodenpaare die Anwendbarkeit einschränken.

Auch für die 30 kJ-Batterie wurde ein einfaches Helmholtzspulensystem selbst gebaut, das bisher einige hundert Schüsse ohne wesentliche Schwierigkeiten aushielt. Das damit erreichbare maximale Magnetfeld in der Rohrachse beträgt 5 kG.

Noch innerhalb des Spulensystems lassen sich die Elektroden mit Kurzschlußbügeln oder über Widerstände verbinden. Eine geeichte kleine, rechteckige Meßspule kann reproduzierbar an den Kurzschlußbügeln angebracht werden und ermöglicht eine zeitauflösende Strommessung. Außerdem wurden zur Spannungsmessung Widerstände parallel zum Elektrodenkreis geschaltet. Wegen der unvermeidbaren Induktivität eines solchen Meßkreises wird damit aber nur die Messung einer gemittelten Ohm'schen Spannung möglich. Die Störungen von der 30 kJ-Batterie konnten durch sorgfältige Abschirmung praktisch unterdrückt werden.

#### b) Experimentelle Untersuchungen

(H. Klingenberg)

Die Strom- und Spannungsmessungen wurden unter Variation von Elektrodenfläche, Ausgangsdruck und damit Strömungsgeschwindigkeit, Magnetfeldstärke und Außenwiderstand durchgeführt.

Elektrodenflächen:  $5 \times 5 = 25 \text{ cm}^2$ ;  $2,5 \times 2,5 = 6,25 \text{ cm}^2$ ;  $0,5 \text{ cm}^2$

Ausgangsdruck: 0,1; 0,5; 1; 5; 10; Torr

Magnetfeldstärke: 2, 3, 4 kG

Außenwiderstand: 0,1 ; 0,5 - 1000 ; 15

Die ersten Ergebnisse liefern folgendes Bild:

Brennflecke auf den Elektroden zeigen, daß je Schuß mehrere Lichtbögen auf jeder der größeren Elektroden ansetzen. Die Kurzschlußstromstärke ist bei  $25 \text{ cm}^2$  - und bei  $6,25 \text{ cm}^2$  - Elektroden gleich, bei den  $0,5 \text{ cm}^2$ -Elektroden ist sie immer noch ca. halb so groß. Die maximal gemessene Kurzschlußstromstärke beträgt 8000 A bei 4000 G ( $p = 1$  Torr). Die Stromstärke ist (erwartungsgemäß) proportional zur Magnetfeldstärke. Sie ändert sich stark mit dem Ausgangsdruck  $p_0$  und zeigt ein Maximum bei  $0,5 \pm 1$  Torr. Für  $p_0 = 10$  Torr ist die Stromstärke schon auf 1/100 des Maximalstromes abgesunken.

Schmieraufnahmen wurden durch die kleinen Fenster sehr beeinträchtigt und ließen bisher keine sekundären Stoßwellen erkennen (das ist, wenn nur schmale Stromfäden die Strömung kreuzen, nicht verwunderlich). Die Geschwindigkeit der umfallenden Stoßwellen ändert sich um weniger als 5 %.

### 3.2.4 Diagnostik

#### a) Aufbau eines Differentialinterferometers

(W. Zimmermann)

Um einen Einblick in die räumliche Struktur der Vorgänge im Plasma in der Reaktionszone zu bekommen, ohne von außen störend in die Vorgänge einzugreifen, wurde ein Differentialinterferometer aufgebaut und in einigen Vorversuchen erprobt. Im Betrieb mit einer stationären Lichtquelle und einem Bildwandler erlaubte die Lichtstärke eine Zeitauflösung von 1  $\mu$ s. Damit das Eigenleuchten der Entladung abgeblendet werden kann und die Zeitauflösung auf 1/10  $\mu$ s verbessert werden kann, wurde eine Punktfunkstrecke dieser Brenndauer gebaut, so daß auch mit einer normalen Kamera Aufnahmen vom Streifensystem möglich sind.

#### b) Faradaydrehung zur Messung der Magnetfelder im Plasma

(P. Javel)

Die Untersuchungen ergaben, daß die Drehung durch das Plasma selbst zu klein ist, um auf einfache Weise registriert zu werden. Das Studium verschiedener Detektoren zeigte, daß Metallschichten bei genügender optischer Durchlässigkeit zu dünn sind, um in einer Symmetrieebene des Plasmas räumliche Magnetverteilungen noch anzuzeigen, daß Gläser (selbst Corning-Spezialgläser) in derselben Anordnung ebenfalls zu geringe Drehung liefern, und daß Halbleiterkristalle (III-V-Verbindungen) in größeren Stücken nicht mehr mit genügender optischer Qualität (Schlierenfreiheit) herstellbar sind. Es muß also auf punktweises Ausloten des Magnetfeldes im Plasma mit Spulensonden oder gleichwertigen Detektoren zurückgegriffen werden.

### 3.3 Plasmaeinschuß

(H. Brinkschulte)

Plasma mit  $\beta \approx 1$ , möglichst hoher Dichte und Temperatur außerhalb des eigentlichen Kompressions- oder Heizsystems zu erzeugen und es dann entlang einem magnetischen Führungsfeld weiterzuleiten, ist das Ziel des Plasmaeinschußexperimentes, das im letzten Quartal begonnen wurde.

Neben der Diskussion und dem Studium der Probleme, die mit der Erzeugung des Plasmas verbunden sind, wurde der Bau einer 30 kJ-Batterie begonnen, um an einem konischen Theta Pinch als "Kanone" (Gaseinlaß durch ein schnelles Ventil) experimentelle Erfahrung zu sammeln. Das notwendige Vakuumsystem ( $p < 10^{-6}$  Torr, Leckzahl  $< 10^{-6}$  Tl/s) und das Gaseinlaßventil sind im Bau.

#### 4. Mikrowellen

(G. Landauer, M. Tutter)

##### 4.1 Anregung von Plasmawellen

(M. Tutter)

Eine Versuchsanordnung zur Anregung von Plasmawellen durch elektromagnetische Wellen im inhomogenen magnetisierten Plasma, deren Geometrie der in der Rechnung des Institutsberichtes MPI-PA-15/63 vorausgesetzten angenähert ist, wurde zum Jahresanfang fertiggestellt. Das Plasma wird darin von 3 getrennt versorgten positiven Säulen gebildet, welche sich an der Meßstelle berühren. Die mittlere der Säulen wird durch zwei lange Solenoide magnetisiert. Durch geeignete Wahl der Entladungsströme ließen sich die radialen Elektromagnetfeldänderungen auf ca. 10 % herabdrücken, während das Magnetfeld sich bis zum Rand des Gefäßes um etwa 70 % änderte.

Die von der Rechnung vorhergesagte Kopplung konnte experimentell nicht bestätigt werden, da der möglicherweise schwache Effekt einerseits durch das starke Rauschen der sich berührenden positiven Säulen, andererseits durch das Auftreten sog. Bernstein-Plasmawellen überdeckt war.

Im Verlauf der Versuche wurden ohne äußeres Magnetfeld kurze Wellen entdeckt, welche anscheinend identisch mit Bohm- und Gross-Wellen sind. Ihre Untersuchung dauert noch an. Eine neue, verbesserte Apparatur für diesen Zweck wurde gebaut.

##### 4.2 Streuung elektromagnetischer Wellen an Plasmazyllindern

(M. Tutter)

Die theoretische Arbeit über die Streuung elektromagnetischer Wellen an Plasmazyllindern wurde - zusammen mit Herrn Lünow - abgeschlossen (siehe Laborbericht IPP 6/44-65).

Zum Vergleich mit Teilergebnissen dieser Arbeit wurden Beugungsexperimente mit 4 mm-Wellen durchgeführt.

##### 4.3 Fortpflanzung langsamer Wellen längs einer Plasmasäule

(B. O'Brien)

Die grundlegende Untersuchung der Fortpflanzung langsamer Wellen (gekoppelte elektromagnetische und elektrostatische Wellen) längs einer Plasmasäule wurde abgeschlossen. Fortpflanzungsmoden verschiedener azimuthaler Abhängigkeit wurden angeregt und Transmissionsstärken untersucht. Die aufgenommenen Diagramme, in denen die Frequenz gegen den Wellenvektor aufgetragen ist, zeigen eine ausgezeichnete (asymptotische) Geschwindigkeit, die etwa gleich der Schallgeschwindigkeit des Elektronengases ist. Rechnungen, die die Geschwindigkeitsmomente der Boltzmann-Gleichung benutzen, zeigen die prinzipiellen Eigenschaften der Transmissionsbänder; Charakteristische Geschwindigkeiten, Anwesenheit von Rückwärtswellen, Cutoff-Frequenz us. Die Übereinstimmung zwischen Rechnungen und Experiment ist dabei befriedigend.

Die Untersuchungen geben einen Überblick über einige Wellenphänomene in warmen Plasmen, und die Experimente lieferten einige bisher unbekannte Transmissionsbänder.

#### 4.4 Ausbreitung dämpfungsarmer Mikrowellen in einem linearen Theta Pinch

(U. Hopf)

Im Berichtsjahr wurde die 1963 an einer toroidalen Theta Pinch Entladung beobachtete dämpfungsarme Mikrowellenausbreitung (9 GHz, parallel zu B) an dem analogen linearen Theta Pinch "Lintus" erneut untersucht.

Die Ausbreitung wurde zunächst auf einer Übertragungsstrecke von 100 mm zwischen zwei Koaxialsonden (kurze Stabantennen) gemessen. Dabei war es möglich, im Vergleich zur toroidalen Entladung, wesentlich sauberere Interferenzerscheinungen zu erhalten. Die Transmission trat, wie erwartet, erst oberhalb der Elektronengyrofrequenz auf.

Genau senkrecht zum Magnetfeld der Entladung war keine Mikrowellenübertragung zu beobachten. Um festzustellen, ob es sich um eine Whistlerausbreitung wie im unbegrenzten Medium handelt, wurden Antennen für rechts- und linkszirkular polarisierte Strahlung gebaut und die Mikrowelle "end-on" eingestrahlt. Es konnte dabei kein Unterschied bei der Einstrahlung von Wellen mit entgegengesetztem Drehsinn der Polarisationssebene festgestellt werden.

Dies legt die Vermutung nahe, daß es sich um eine Wellenleiterausbreitung entlang der gepinchten Plasmasäule mit zylindersymmetrischen Wellentypen (Moden) handelt.

Eine der Interferenzschwingung überlagerte Schwebung läßt weiter vermuten, daß bisher mehrere Wellentypen gleichzeitig im Spiele sind. Um diese einzeln zu untersuchen, werden zur Zeit Hohlleiterwellentypwandler gebaut, mit denen sie über dielektrische Antennen getrennt angeregt werden sollen.

#### 4.5 Ausstrahlung von Harmonischen der Elektronen-Gyrostrahlung

(G. Landauer)

Die im Jahre 1964 (vgl. Jahresbericht 1964) begonnenen Messungen der Elektronen-Gyrostrahlung mit verschiedenen kalten Kathoden der FIG-Entladung wurden fortgeführt. Mit ringförmigen Kathoden (Außendurchmesser/Innendurchmesser = 4 : 3) könnte eine Intensitätserhöhung gegenüber den üblichen scheibenförmigen Kathoden erwartet werden, da die Verteilung der Elektronendichte über den Radius zwei Maxima und für  $r = 0$  (Achse) ein Minimum hat (vgl. Kuckes-Dawson, Phys. Fluids 8, 1007 (1965)). Tatsächlich wurde eine schwächere Abstrahlung der Harmonischen beobachtet.

Bei 1 GHz wurde die bislang nicht beobachtete Elektronen-Gyrofrequenz ( $n = 1$ ) gemessen. Im Druckbereich 20 bis 40 mTorr (Helium) ist ihre Intensität größer als die der 2. Harmonischen ( $n = 2$ ).

Es wurde in einem breiten Frequenzbereich (0,5 bis 4 GHz) ein stark magnetfeld-, druck- und stromabhängiges Rauschen gefunden, das scheinbar mit der Anhebung der Minima auf den Diagrammen der Harmonischen zusammenhängt. Die Untersuchungen sind noch nicht beendet.

Um die radiale Geschwindigkeitskomponente  $v_B$  der Elektronen stärker anzuregen, wurden die beiden Kathoden der FIG-Entladung ersetzt durch einen durchgehenden Innenleiter, von dem aus die elektrischen Feldlinien senkrecht zu B zur Anode gehen ( $\emptyset$  Kathode 10 mm,  $\emptyset$  Anode 150 mm).

Eine solche Magnetron-ähnliche Entladung brennt sehr stabil (Helium) und zeigt keine Emission von Harmonischen. Mögliche Gründe dafür sind die niedrigere Brennspannung der Entladung und das Fehlen von Instabilitäten (schnellen Elektronen).

#### 4.6 Zeitaufgelöste Messung der Emission von Harmonischen der Elektronen-Gyrofrequenz

(F. Klan)

Die Untersuchung der Mikrowellenstrahlung bei den Vielfachen der Elektronen-Gyrofrequenz wurde fortgesetzt. Die Entladung vom Penning-Typ (PIG III) wurde von Gleichstrom- auf Impulsbetrieb umgestellt. Das schon früher benutzte X-Band-Radiometer wurde dem Impulsbetrieb der Entladung angepaßt. Damit war es möglich, den Stromimpuls abzutasten und zeitaufgelöste Messungen bei konstantem Strom durchzuführen.

Am PIG III wurden folgende Untersuchungen durchgeführt:

- a) Einfluß der Elektrodenanordnung auf die Entladung selbst und auf die MW-Emission.

Ziel der Untersuchung war, eine Geometrie zu finden, die einen quasistabilen Entladungstyp liefert, ohne die Emission wesentlich zu beeinträchtigen. Außerdem sollte die Kathodenzerstäubung dadurch möglichst verringert werden. Nach verschiedenen Vorversuchen wurden schließlich zwei Anordnungen miteinander verglichen, die eine stark unterschiedliche Potentialverteilung erwarten ließen. Es zeigten sich auch starke Unterschiede im Entladungsstrom (Rauschen), aber nur geringe Unterschiede in der MW-Emission.

- b) Versuche mit einer gepulsten Langmuirsonde.

Diese Untersuchungen sollten die Frage klären, ob es Arbeitsbereiche der Entladung gibt, wo keine Potentialschwankungen auftreten, wo aber trotzdem nennenswerte Emission beobachtet wird. Solche Bereiche konnten gefunden werden, und es erscheint daher möglich, Sondermessungen mit MW-Messungen zu kombinieren.

- c) Untersuchung der MW-Emission mit Sampling-Radiometer.

Mit Hilfe der oben erwähnten Impulstechnik konnten gut reproduzierbare Messungen der Emission in Abhängigkeit von Druck, Entladungsstrom und Zeitverschiebung durchgeführt werden. Diese Experimente sind noch nicht abgeschlossen; sie sollen in Verbindung mit anderen Meßmethoden weiter ausgebaut und fortgesetzt werden.

#### 4.7 Anwendung der Mikrowellentechnik auf physikalisch-chemische und biochemische Fragen

(N. Kaiser)

Die Registrierung des Ablaufes von Blutgerinnungsvorgängen mit der Hohlleiterbrücke im 3 cm-Band wurde derart verbessert, daß eine kontinuierliche Aufzeichnung der Dämpfungs- und Phasenwerte jetzt möglich ist. Außerdem wurden mit diesem Gerät die dielektrischen Werte von oxydiertem und reduziertem Hämoglobin in wässriger Lösung ermittelt. Die Messungen wurden sowohl bei unterschiedlichen Hb-Konzentrationen als auch in Abhängigkeit von der Temperatur durchgeführt.

Im 3mm-Band wurde eine Hohlleiterbrücke mit hochempfindlichem Detektor in Ablehnung an die im 3 cm-Band vorhandene aufgebaut. Dabei konnten annähernd die gleichen Geschwindigkeiten wie im 3 cm-Band erreicht werden. Außerdem wurde die zweckmäßigste Gestaltung einer Meßkuvette für 8 mm-Wellenlänge ermittelt.

### 5. Eieruhr

(K. Bergstedt, P. Graßmann, O. Klüber, H. Wulff)

Es wurde im vorhergehenden Jahresbericht gesagt, daß in unserem Experiment Wasserstoffplasma immer, He-Plasma unter bestimmten experimentellen Bedingungen, instationär sind [93]. Um auch in solchen Plasmen die Temperatur abzuschätzen, wurden spektroskopische Messungen im Vakuum UV-Bereich vorgenommen. Es wurden z.B. in He-Plasma O V-Linien und die O VI-Resonanzlinie gefunden und aus den Intensitätsverhältnissen dieser Linien die bisher angegebene Maximaltemperatur von über  $2 \times 10^5$  °K bestätigt. (Die Ionisierungsenergie von O V, d.h. des bereits viermal ionisierten Sauerstoffs, beträgt 114 eV. Die Anregungsenergie der O VI-Resonanzlinie ist von dieser Energie ab gerechnet demgegenüber sehr klein). Aus dem Verhältnis der Intensitäten von C IV-, C III- und C II-Linien muß insbesondere geschlossen werden, daß die Temperatur in Wasserstoffplasma höher als in Heliumplasma ist. Nach diesen Messungen ist es auch sehr wahrscheinlich, daß die Temperatur in instationären Helium-Plasma höher als in stationären ist. Einzelheiten dieser Messungen werden in einem Bericht von K. Bergstedt zusammengestellt.

K. Bergstedt hat weiterhin theoretisch untersucht, ob es Ionenlinien gibt, an denen Stark-effektverbreiterung und Zeemaneffektaufspaltung eine Messung der Dopplerbreite nicht stören. Als geeignet wurden die Linien des C IV-Dubletts  $2^3S - 3^3P$  bei 5801/5812 Å gefunden.

Zu einem weitgehenden Verständnis des Plasmas gelangte O. Klüber auf Grund von Messungen des Potentialabfalls des Plasmas und von Messungen der azimuthalen Ströme im Plasma mit Induktionsspulen. Die Potentialmessungen wurden sowohl entlang der Achse über die freibrennende Plasmasäule (von Trichter zu Trichter, siehe Abb. 24) als auch entlang der Plasmasäule an ihrem Rand - Abstand von der Achse 1,5 cm - durchgeführt. Die Potentialabfälle entlang beider Wege unterscheiden sich um einen Faktor 2.

Die Meßresultate sind schematisch in Abb. 24 dargestellt. Im Trichterbereich gilt

$$E_r \approx \left( \frac{1}{en_e c} \cdot j_\varphi - \frac{1}{c} v_\varphi \right) \cdot B_z$$

Die beobachteten Vorzeichen von  $E_r$  stimmen mit den aus den Induktionsmessungen gewonnenen Vorzeichen von  $j_\varphi$  und den spektroskopisch gemessenen Vorzeichen von  $v_\varphi$  überein.

Die Diskussion der Meßergebnisse an Hand der Bewegungsgleichung und des Ohm'schen Gesetzes, wie es aus der vollständigen Theorie unter Einschluß der Thermodiffusion folgt, zeigt, daß im Mittelteil der Säule die  $\varphi$ -Ströme allein durch die ambipolare Diffusion in den Randzonen und durch Thermodiffusion erzeugt werden. Es wurde weiter gefunden, daß sich der Temperaturgradient in Längsrichtung auf den Potentialverlauf auswirkt.

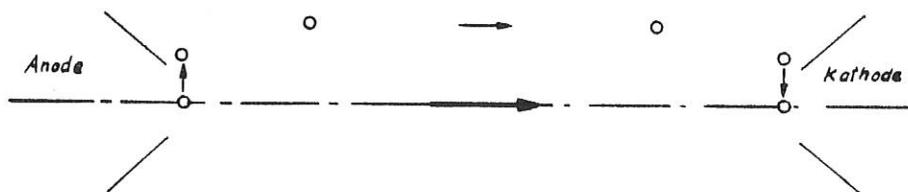


Abb. 24: Schematische Darstellung des Spannungsabfalls an der Eieruhr. Die Kreise geben die Lagen der Spannungssonden, die Pfeile Betrag und Richtung der mittleren Feldstärke an.

Mit Hilfe der Faradaydrehung eines linear polarisierten Laserstrahls konnte P.H. Graßmann das radiale Elektronendichteprofil der Plasmasäule innerhalb der Magnetfeldspule (summiert über die ganze Länge) bestimmen. (Siehe Abb. 25).

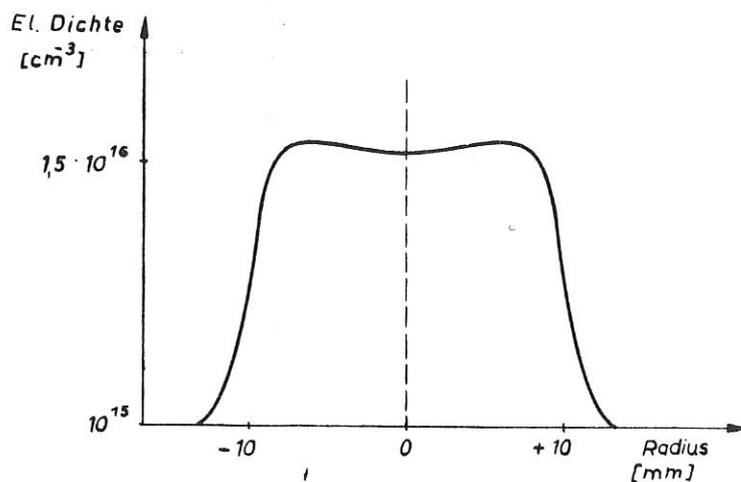


Abb. 25: Das Elektronendichteprofil der Eieruhr, gemessen mit der Magnetorotation eines polarisierten Laserstrahls.

Der Vergleich der an mehreren Spulenschlitzen aufgenommenen Spektren zeigte, daß sich das Plasma in der Längsrichtung wenig ändert. Daher kann dieses Dichteprofil zu weiteren und genaueren Temperaturbestimmungen benutzt werden. Dafür muß allerdings auch die Rotations-symmetrie des Plasmas gewährleistet sein. P.H. Graßmann stellte bei systematischen stereoskopischen Untersuchungen des Plasmas fest, daß geringe asymmetrische Störfelder das Plasma bereits beeinflussen. Als Anhalt für die Ergebnisse möge dienen, daß Störfelder von 40 G bei einem äußeren (symmetrischen) Feld von 40 kG die Symmetrie des Plasmas merklich stören.

In der Abteilung Technik des Institutes (B. Oswald) wurden auf Grund dieser Versuche Magnetfeldspulen entwickelt und gebaut, die in hohem Grade (rotations-)symmetrisch sind und gleichzeitig Feldstärken von mindestens 120 kG vertragen.

P.H. Graßmann hat ferner festgestellt, daß das instationäre Plasma sich auf seiner ganzen Länge (z-Richtung) gleichzeitig in radialer Richtung mit eventuell überlagerter synchroner Drehung bewegt. Es konnte damit widerlegt werden, daß das Plasma eine schraubenartige Struktur hat, wie es die Schmierkamerabilder suggerieren.

Die Dichtebestimmungen von P.H. Graßmann haben bisher immer im Entladungskanal eine annähernd konstante Elektronendichte (und an dessen Rand einen steilen Dichteabfall) ergeben.

THEORIE (PROF. DR. SCHLÜTER)

1. Gleichgewicht zwischen Plasma und Magnetfeld

1.1 Axialsymmetrische magnetohydrostatische Gleichgewichte

(P. Merkel, A. Schlüter)

Als Vorstudie zu toroidalen M+S Konfigurationen sind lineare, axialsymmetrische magnetohydrostatische Gleichgewichte von Interesse. Es wurden Lösungen für in Richtung der Symmetrieachse periodische Gleichgewichte mit rein meridionalen (die Symmetrieachse umfließenden) Strömen gefunden. Das Druckprofil hat den gewünschten von der Achse aus fallenden Verlauf. Für eine Reihe von Beispielen wurde das Druckprofil und die Magnetfeldkonfiguration angegeben. Es gibt Lösungen, die im Bereich großer Druckgradienten magnetohydrodynamisch lokal stabil sind, insgesamt jedoch sind alle Lösungen instabil [IPP 6/48].

1.2 Toroidale Einschließung bei kleinem Rotationstransformationswinkel

(F. Lindner, D. Lortz, A. Schlüter)

Es gelang, die Feldliniengleichungen bis zur zweiten Ordnung des Verhältnisses  $\mathcal{E}$  von Zusatzfeld zum Grundfeld zu integrieren, wobei das Grundfeld ein beliebiges Magnetfeld mit geschlossenen Feldlinien ist. Es zeigt sich, daß die Rotationstransformation von der Ordnung  $\mathcal{E}^2$  ist, wenn der Fluß des Zusatzfeldes durch eine Fläche verschwindet, welche von irgendeiner geschlossenen Feldlinie des Grundfeldes berandet ist. Dieser Fall ist in den Anwendungen angenähert realisiert. Es läßt sich dann ein geschlossener Ausdruck für den magnetischen Fluß um die magnetische Achse herleiten. Ein Vergleich mit numerischen Rechnungen (vgl. 6.) zeigt, daß diese Näherung auch für die größten üblicherweise verwendeten Zusatzfelder noch brauchbare Resultate liefert.

Die Bewegung geladener Teilchen mit kleinem Gyrationradius in diesen Feldern erfolgt in der Alfvén'schen Näherung auf Driftflächen, deren Struktur insbesondere für die Teilchen, die nirgendwo reflektiert werden, näher untersucht wurde.

1.3 Ebene Gleichgewichte mit Innenfeld

(R. Gorenflo, A. Schlüter)

Es wurden ebene magnetohydrostatische Gleichgewichte betrachtet, die den Grenzfall toroidaler Gleichgewichte darstellen. Die allgemeinen Lösbarkeitsbedingungen wurden hergeleitet und speziell Fälle mit kleinem  $\beta$  näher untersucht [IPP 6/41].

## 2. Stabilität

### 2.1 M+S Torus

(D. Pfirsch <sup>+</sup>), H. Wobig)

Es zeigte sich, daß zwar ein austauschstabiler M+S-Torus gefunden werden kann, diese Konfiguration aber gegenüber den sogenannten "ballooning modes" instabil ist. Eine dieser Störungen verläuft mit konstanter Amplitude längs der Feldlinie und verändert das Magnetfeld außerhalb des Plasmas nur sehr wenig, so daß der stabilisierende Einfluß nicht sehr ins Gewicht fällt. <sup>++)</sup>

### 2.2 LIMPUS-Konfiguration

(H. Wobig)

Als Näherung für einen M+S-Torus wurde ein linearer, rotationssymmetrischer, gewellter Thetapinch (LIMPUS) untersucht. Ausgehend vom Energieprinzip zeigte sich, daß ein solches Gleichgewicht gegenüber Störungen mit konstanter Amplitude längs der Feldlinie instabil werden kann, sobald  $\beta$  genügend groß und die Randschichtdicke des Pinches genügend klein wird. Im Rahmen eines Entwicklungsverfahrens und der Amplitude des gewellten Thetapinches konnten das kritische  $\beta$ , die kritische Randschichtdicke  $d$  sowie die Anwachsraten der Instabilität abgeschätzt werden.

### 2.3 Austausch

(A. Schlüter)

Es wurden magnetohydrostatische Gleichgewichte betrachtet, deren Magnetfeldlinien nicht verschert sind. Als notwendige Stabilitätsbedingung gilt dann, daß keine Energie durch den Austausch irgendwelcher Paare von Flußröhren (mit ihrer Materie) gewonnen werden kann. Aus dieser Bedingung wurden Forderungen hergeleitet und durch die Größen  $p$ ;  $q = \int d\ell/B$  und  $I = (1/\mu) \int B d\ell$  ausgedrückt. Beschränkung auf den Fall des Austausches benachbarter Flußröhren ergab mit Hilfe der Gleichgewichtsbedingung  $dI = -qdp$  die (für die Störungen) notwendige und hinreichende Stabilitätsbedingung  $-\gamma \cdot p \leq q (dp/dq) \leq I/q$ . Dies kann als die simultane Erfüllung der Stabilitätsbedingungen für den Austausch von Flußröhren gleicher Volumen und den Austausch von Röhren mit gleichem Fluß gedeutet werden. [IPP 6/39].

### 2.4 Endliche Gyroradien

(G. Knorr)

Es wurde eine anschauliche Ableitung der Stabilisierungswirkung endlicher Gyroradien auf Grund des Einzelteilchenbildes gegeben, und ein abweichendes Modell (F.C. Hoh, Phys. of Fluids 6, 1359 (63)) kritisiert.

---

<sup>+</sup>) MPI für Physik und Astrophysik, München

<sup>++)</sup> Vortrag 2nd Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fusion Res., CN 21/55, Culham 1965, im Druck

## 2.5 Minimum-B-Stabilisierung der universellen Instabilität

(R. Saison, H.K. Wimmel)

Eine Arbeit von Rosenbluth und Krall (Phys. Fluids 8, 1004 (1965)) hat zum Ergebnis, daß ein in einem Minimum-B-Feld eingeschlossenes Plasma mit  $\beta \ll 1$  in der Näherung verschwindender Feldlinienkrümmung und -verscherung allein schon durch eine geeignete Wahl der Verteilungsfunktionen für Ionen und Elektronen, nämlich  $f_0 = f(W, \mu)$  mit  $\frac{\partial f}{\partial W} < 0$ , gegenüber universellen Instabilitäten stabilisiert wird. Da die Beweisführung Lücken enthält, wurde das Resultat nachgeprüft. Die Dispersionsbeziehung, von der allgemeinen Form  $D(\omega, R, K) = R^2 + K^2$ , wurde exakt bestätigt. Dagegen lautet eine notwendige und hinreichende Stabilitätsbedingung für Gleichgewichte der Form  $f_0 = f(W, \mu)$ ,  $\frac{\partial f}{\partial W} < 0$ :  $D(\omega = \infty, R, \dots) \leq R^2$  für alle reellen  $R$ , unabhängig von  $K$ . Diese Bedingung ist im Falle  $\omega_{pi} \ll \Omega_i$  automatisch erfüllt. Eine Veröffentlichung wird vorbereitet.

## 2.6 Ohm'sche Dämpfung magneto-akustischer Wellen

(H. Tasso)

Es wurden homogene und eindimensional inhomogene Plasmen untersucht. Es zeigte sich, daß es Wellen gibt mit starkem Strom, die wie  $\eta^{3/4}$  gedämpft sind. +)

## 2.7 Longitudinalwellen im Magnetfeld

(R. Croci)

Der Einfluß eines Magnetfeldes  $B_0$  auf die Stabilität der Longitudinalwellen in einem Plasma werden mit Hilfe eines neuen Stabilitätskriteriums untersucht. Folgende Ergebnisse lassen sich ohne Schwierigkeiten ableiten: Ein für  $B_0 = 0$  stabiles Plasma bleibt für  $B_0 \neq 0$  stabil wenn  $k$  kleiner ist als ein nicht verschwindendes  $k_1$ . Ein für  $B_0 = 0$  instabiles Plasma bleibt instabil auch wenn  $B_0 \neq 0$ , für alle  $k$  kleiner als ein nicht verschwindendes  $k_2$ . In beiden Fällen ist das Plasma stabil, wenn  $k$  groß genug ist.

## 3. Plasmadynamik

### 3.1 Numerische Rechnungen zum Thetapinch

(H. Fisser)

Die Überprüfung der Energiebilanz bei den früheren Rechnungen ergab, daß zur Zeit der ersten Kompression zwischen 10% und 20% der am Gefäßrand ins Plasma und ins Magnetfeld gepumpten Energie als Folge des zu ungenauen Differenzenverfahrens verloren gegangen war. Dieser Fehlbetrag erreichte und überstieg die ins Plasma gegangene Energie, so daß verlässliche Aussagen über die Energieaufnahme des Plasma unmöglich waren. Daraufhin wurde ein neues Differenzenverfahren entworfen, welches Massen-, Impuls-, Magnetfeldfluß- und Energie-

---

+ ) Z. Naturforsch. 20, S. 1722 (1965)

erhaltung streng erfüllt. Dabei wird der Quellterm  $n \dot{j}^2$  nicht wie bisher durch räumliche Differentiation des Magnetfeldes gewonnen, sondern durch Auflösung der Bewegungsgleichung für die magnetische Feldenergie.

### 3.2 Toroidaler Thetapinch

(A. Schlüter)

Es wurde die Bewegungsgleichung für den meridionalen Schwerpunkt eines rotations-symmetrischen toroidalen Thetapinches hergeleitet und gezeigt, daß die bereits von Remy u.a. gegebene Beziehung  $d^2R/dt^2 = 2c^2/R$  (mit  $R$  = Abstand des Schwerpunktes von der Achse,  $c$  = mittlere Newton'sche Schallgeschwindigkeit im Plasma) durch Berücksichtigung endlicher Aspektverhältnisse und der "inneren" Dynamik des Plasmas nur geringe Korrekturen erfährt. [IPP 6/38]

### 3.3 Stoßwellen

(E. Rebhan)

Die Untersuchungen über die Wechselwirkung von Stoßwellen mit elektromagnetischen Feldern wurden zu Ende geführt. Die zugrunde liegende mathematische Behandlungsweise wurde auch auf eine Methode zur elektromagnetischen Erzeugung von Stoßwellen angewendet. [72, IPP 3/28]

### 3.4 Ebene Modelle von MHD-Generatoren

(R. Gorenflo, F. Hertweck, M. Pacco)

Es wurden das elektrische Feld und die elektrischen Ströme in einem Plasma berechnet, das mit homogener Geschwindigkeit senkrecht zu einem homogenen Magnetfeld und zu innerhalb der Strömung angebrachten Elektroden zwischen zwei parallelen leitenden Wänden durchströmt. Das Problem wurde zunächst numerisch behandelt unter der Annahme, daß die Elektroden rechteckige Querschnitte haben. Für später durchgeführte analytische Rechnungen (mittels komplexer Analysis) wurden die Elektroden als drahtförmig angenommen. Es ergab sich gute Übereinstimmung der theoretischen Resultate mit den durchgeführten physikalischen Experimenten. Ein Bericht hierüber ist in Vorbereitung.

## 4. Wellen und Strahlung

### 4.1 Gyroresonanzheizung

(H.K. Wimmel u. K.H. Wöhler (a-d), H. Grawe (e))

#### a) Parameterbestimmung für HELIOS

Für das HELIOS-Projekt (= Kombinierte Elektronen- und Ionen-Gyroresonanz-Heizung im Minimum-B-Feld) wurden Abschätzungen durchgeführt, um geeignete Betriebsbedingungen zur Erreichung der angestrebten Plasmaparameter ( $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_i = 4 \text{ keV}$ ,  $t_{\text{confinement}} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ s}$ ) zu finden. Die Abschätzungen beruhen auf folgenden Annahmen:

Absorbierte EGR-Heizleistung fest vorgebar; Ionisation, Teilchen- und Energieverluste durch Stoßprozesse; zwei monoenergetische Elektronengruppen. Aus den Abschätzungen folgt, daß ein stationärer Betrieb mit kontinuierlicher EGR-Heizung ausscheidet. Durchführbar erscheint ein nichtstationärer Betrieb im abklingenden EGR-Plasma, nach Abschalten der Neutralgaszufuhr und der kontinuierlichen EGR-Heizung. Ebenfalls durchführbar erscheint ein nichtstationärer Betrieb mit gepulster EGR-Heizung. Der Pulsbetrieb ist der flexiblere und verspricht bessere Stabilitätseigenschaften des Plasmas. Es wird deshalb gepulste EGR-Heizung mit Leistungsdichte  $\geq 1$  kW/Liter und Pulsdauer  $\gg 1$  ms vorgeschlagen. Die dabei zu erreichende Temperatur der "kalten" Elektronengruppe wird auf  $\geq 6$  keV geschätzt. Einzelheiten werden einem Laborbericht zu entnehmen sein.

b) Energien der "heißen" Elektronengruppe

Die Energien der "heißen" Elektronengruppe, welche neben einer kälteren Gruppe durch EGR-Heizung im inhomogenen Magnetfeld erzeugt wird, kann man versuchsweise durch ein einfaches Modell abschätzen. Man postuliert, daß Energien in demjenigen Energiebereich erzeugt werden können, für welchen im gegebenen Spiegelfeld Resonanz zwischen Gyrationbewegung und elektromagnetischer Welle auftreten kann. Die Rechnung ist relativistisch und berücksichtigt den Dopplereffekt. Einfache Ergebnisse erhält man nur, wenn man die Näherung  $\frac{\omega}{k} = \text{const} = c$  benützt (vgl. Jahresbericht 1964).

c) Stochastisches Resonanz-Modell der EGR-Heizung im inhomogenen Magnetfeld

Es handelt sich um ein Einzelteilchenmodell mit vorgegebener elektromagnetischer Welle, d.h. zunächst ohne Selbstkonsistenz, das nur bei geringer Plasmadichte anwendbar ist. Es werden nur Energieänderungen berücksichtigt, die bei Resonanz zwischen Gyrationbewegung und Welle auftreten. Es wurde inzwischen durch Abschätzungen bestätigt, daß die Dauer der Resonanzperioden ("Kohärenzzeit") nichtrelativistischer Elektronen im betrachteten Falle durch die Inhomogenität des statischen Magnetfeldes bestimmt ist. Kohärenzstörung durch die Lorentzkraft des MW-Feldes oder durch die Elektronenstöße sind dagegen vernachlässigbar.

d) Mehrgruppentheorie der EGR-Heizung

Zur numerischen Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung der geheizten Elektronen werden zwanzig Gruppen von monoenergetischen Elektronen (von 0 bis 20 keV, nicht gleichabständig) betrachtet. Die Besetzungszahlen sollen sich durch Streuung in den Verlustkegel, Ionisation und EGR-Heizung zeitlich ändern. Eine Vereinfachung ergibt sich, indem nur der mittlere Energiegewinn pro Resonanz nach dem Resonanz-Modell berücksichtigt wird. Die absorbierte Gesamtleistung wird fest vorgegeben und daraus das mittlere MW-Feldstärke-Quadrat berechnet. Entsprechende numerische Rechnungen wurden von K.H. Wöhler an der U.S. Naval Postgraduate School in Monterey, California, durchgeführt. Zur Frage des bisher vernachlässigten "random walk" im Phasenraum wurden verschiedene Voruntersuchungen durchgeführt. Eine Weiterführung dieser recht komplizierten Überlegungen scheint erst dann gerechtfertigt, wenn verschiedene Fragen, die das stochastische Resonanz-Modell betreffen, geklärt sind.

e) Resonanzwellenausbreitung

Die geplante Aufheizung der Ionen im HELIOS-Plasma mit Hilfe der Ionengyroresonanz stellte das Problem der Ausbreitung dieser Wellen in einem Plasma mit heißen Elektronen. Die Berücksichtigung des Elektronendruckes ergab keine qualitative Änderung der Eigenschaften der I.-G.-Welle. Im Zusammenhang mit der Theorie der Elektronengyroresonanzheizung wurde dann das Feld dieser Welle in einem kalten, zylindrischen Plasma numerisch be-

rechnet. Die Berücksichtigung der Randbedingungen bringt gegenüber dem Feld im unendlich ausgedehnten Plasma eine wesentliche Änderung der Polarisation der Welle: es tritt eine beachtliche longitudinale Komponente des elektrischen Feldes der Welle auf.

Dieses Ergebnis war die Veranlassung zu allgemeineren Überlegungen über Wellen im zylindrischen, heißen Plasma mit stationärem, axialem Magnetfeld. Es wurde der Dielektrizitätstensor für rotationssymmetrische Wellen im heißen, stoßfreien, homogenen Plasma aufgestellt. Bei Vernachlässigung des Einflusses der Randschicht des Plasmas lassen sich Randbedingungen auf kreiszylindrischen Flächen in gewohnter Weise durch Wahl der radialen Wellenzahl  $k_{\perp}$  oder Überlagerung verschiedener  $k_{\perp}$  befriedigen. Da alle Effekte bei den höheren Harmonischen der Gyrofrequenzen nur auftreten, wenn  $k_{\perp} \neq 0$  ist, ist für sie die Berücksichtigung radialer Randbedingungen wesentlich. Da man es im Experiment meistens mit einem inhomogenen stationären Magnetfeld zu tun hat, wurden Überlegungen angestellt über den Einfluß der Inhomogenität des Magnetfeldes auf die Resonanzdämpfung.

#### 4.2 Streuung elektromagnetischer Wellen an Plasmazylindern

(W. Lünow)

Die Streuung elektromagnetischer Wellen an zylindrischen Plasmen wurde numerisch berechnet und ein Vergleich zwischen den Ergebnissen der strahlenoptischen Näherung und der wellenoptischen Behandlung gezogen. Die Differentialgleichung der strahlenoptischen Näherung ist direkt numerisch integriert worden, während für die wellenoptische Behandlung ein Schichtmodell mit analytischen Lösungen der Maxwell'schen Gleichungen verwendet wurde. Die Rechnungen wurden für konstante und Gauß'sche Elektronendichteverteilungen über den Zylinderradius ausgeführt. In die wellenoptische Behandlung wurden absorbierende Plasmen einbezogen. [IPP 6/44]

#### 4.3 Nichtlineare Plasmaoptik

(W. Lünow)

Das relativistische Differentialgleichungssystem für stoßfreie Plasmen der Temperatur Null wurde einmal direkt (partielle Differentialgleichungen) behandelt, zum anderen der Spezialfall ebener periodischer Wellen mit fester Phasengeschwindigkeit, der auf gewöhnliche Differentialgleichungen führt. Strenge Lösungen existieren für rein transversale, zirkular polarisierte Wellen und im rein longitudinalen Fall. Die interessanteren transversal-longitudinal-gemischten Fälle sind analytisch lediglich einer genäherten störungstheoretischen Behandlung zugänglich. Im Falle fester Phasengeschwindigkeit läßt sich durch eine nichtlineare Transformation eine Vereinfachung der Gleichungen erreichen, wobei in nichtrelativistischer Näherung die Ableitung der Laplace- bzw. Hamilton-Funktion möglich ist (nichtlinear oszillierendes Ersatzteilchen mit 3 Freiheitsgraden).

Nach der Störungstheorie (relativistische Effekte in 2. Ordnung) ist der spezielle Fall der Einstrahlung zweier Wellen (Differenzfrequenz etwa Plasmafrequenz) oder einer amplitudenmodulierten Welle (Modulationsfrequenz etwa Plasmafrequenz) möglich.

Die numerische Behandlung des Problems (direkte Integration der Systeme) hat sich im wesentlichen auf die Bestätigung der Ergebnisse der störungstheoretischen Näherung beschränkt. Die direkte Integration für große Amplituden scheiterte an der Unmöglichkeit der Durchführung einer genügend guten numerischen Fourier-Analyse. Die Freiheit in der Wahl der Anfangsbedingungen ist zudem so groß, daß ein gezieltes Aufsuchen interessanter Lösungen als nur sehr schwer durchführbar erscheint.

#### 4.4 Wechselwirkung von Laserstrahlung mit Plasmen

(H. Hora, D. Pfirsch <sup>+</sup>)

- a) Rechnet man die beim Ionisationsprozeß von Gasen mittels Laser-Riesenpulsen vorhandenen Lichtenergiedichten in schwarze Gleichgewichtsstrahlung um, so erhält man bei Feldstärken von einigen  $10^6$  V/cm Strahlungstemperaturen von einigen eV. Zur Erhärtung des Modells, daß die Ionisation durch den Rückstoß spontan vorhandener freier Elektronen bei der Wechselwirkung mit der Strahlung beim Prozeß zur Erreichung eines Gleichgewichtes verursacht wird, wurde eine Konsistenzbetrachtung anhand der Strahlungsbilanz einer laserionisierten Plasmaprobe durchgeführt, unter Beachtung eines transparenten und nichttransparenten Spektralbereiches des zu erwartenden Kontinuums.
- b) Zur Erklärung der hohen Ionenenergien, mit denen an lasererzeugten Plasmen eine gerichtete Expansion dem Laserlicht entgegen erfolgt, wurde der Vorgang nach dem Zweiflüssigkeitsmodell untersucht. Die Phasenverschiebung zwischen  $\underline{E}$  und  $\underline{B}$  in der inhomogenen Plasmaoberfläche ergibt durch die Bewegungsgleichung eine dem Licht entgegengerichtete Beschleunigung des Inhomogenitätsbereiches, die im Vergleich mit Messungen zu den dort erhaltenen Endgeschwindigkeiten der Ionen führen kann.

#### 4.5 Nichtlineare Lichtstreuung

(A. Salat)

In Fortführung früherer Arbeiten wurde gezeigt, daß bei Bestrahlung eines Plasmas mit zwei Laserstrahlen an thermischen Fluktuationen im Plasma nichtlineares inkohärentes Streulicht entsteht, das bei geeigneter Wahl der Differenzfrequenz durch Anregung von Plasmaschwingungen mit relativ hohem Streuquerschnitt erzeugt wird. Im Resonanzfall ist das Streuspektrum durch die thermischen Ionendichteschwingungen bestimmt.

### 5. Mikroskopische Theorie

#### 5.1 Testteilchentheorie

(A. Salat)

Das Beschreiben eines Plasmas durch eine Summe von Deltafunktionen im Orts- und Geschwindigkeitsraum erlaubt einen anschaulichen Zugang zu Fluktuationen und Korrelationen im Plasma. Es wurde gezeigt, daß eine verallgemeinerte Testteilchentheorie eine bis zur ersten Ordnung in  $(n \cdot \lambda_D^3)^{-1}$  korrekte Näherung exakter Plasmagleichungen bildet. Eine Beziehung, die Zweiteilchenkorrelationsfunktionen durch die Verteilung um ein Testteilchen ausdrückt, wurde durch Einschluß von Anfangskorrelationen verallgemeinert, und es wurde gezeigt, daß ihr Einfluß für eine Klasse physikalisch sinnvoller Funktionen asymptotisch mit der Zeit verschwindet.

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

## 5.2 Korrelationsfunktionen im Nicht-Gleichgewicht

(K. von Hagenow)

Die im Jahresbericht 1964, S. 77, erwähnte, gemeinsam mit M. Feix durchgeführte Untersuchung der Korrelationsfunktion eines räumlich homogenen Plasmas außerhalb des thermischen Gleichgewichtes wurde abgeschlossen. Die Bestimmung des Spektrums der Fluktuationen läßt sich auf die Lösung eines bestimmten Anfangswertproblems für die linearisierte Wlassow-Gleichung reduzieren. [IPP 6/37, 28]

Das gleiche Resultat läßt sich bekanntlich auch mit der Methode der "angezogenen Teilchen" (dressed particles) ableiten, wobei aber die Polarisation ebenfalls mittels der Wlassow-Gleichung bestimmt wird. Es gelang, diese Methode völlig selbstkonsistent (also ohne Benutzung der Wlassow-Gleichung) durchzuführen: Man kann die Polarisation eines stabilen nichtthermischen homogenen Plasmas in der gewünschten Näherung nach Kubo auf eine bestimmte Korrelationsfunktion des Gleichgewichtes zurückführen. Macht man in letzterer den Ansatz der "dressed particles", so ergibt sich eine Integralgleichung für die Polarisation, deren Lösung wieder das bekannte Ergebnis liefert.

## 5.3 Quasilineare Theorie

(H. Gratzl)

Die quasilineare Theorie beschreibt die Anregung von Wellen bei einer Zweistrominstabilität in einem schwach instabilen Plasma. Die Wellen führen letztlich zur Aufheizung des Plasmas. Diese Theorie wurde erweitert für die wichtigsten nichtlinearen Prozesse, die bei größerer Wachstumsrate der Instabilität eine Bedeutung haben. Über die bisherigen Ansätze für einzelne Wellenprozesse hinaus ist es gelungen, ein vollständiges kinetisches Gleichungssystem zu erhalten, das auch die Änderung der Verteilungsfunktion entsprechend beschreibt.

## 5.4 Landau-Lösungen

(R. Croci)

Es wurde geklärt, warum man nicht die Landau-Lösungen der Wlassow-Gleichung ohne Magnetfeld mit dem Ansatz

$$f \propto \exp \{ -i\omega t + ikx \} \quad (k > 0)$$

erhalten kann. Sie sind zwar von dieser Form (mit  $\int_m \omega < 0$  und  $\omega$  Lösung der Landau'schen Dispersionsgleichung). Sie sind aber nicht für alle Zeiten stetig - im Gegensatz zu den regulären Lösungen.

## 5.5 Änderung der adiabatischen Invariante

(G. Knorr, D. Pfirsch +)

Die Gleichung des harmonischen Oszillators:

$$\ddot{x} + \omega^2(t) \cdot x = 0$$

welche gleichermaßen ein Pendel mit zeitlich veränderlicher Länge, wie auch ein in einem zeitlich variierenden Magnetfeld gyrierendes Teilchen beschreibt, wurde studiert, und ins-

+) Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik.

besondere die Änderung des magnetischen Moments bei einem Übergang zwischen zwei Gebieten mit konstantem  $\omega$  untersucht. Der schon von Chandrasekhar (Plasma and Magnetic Field, Editor R.K.M. Landshoff, Stanford Univ. Press) gegebene Ansatz zu einer absolut konvergenten Reihe, welche dann die Lösung darstellt, läßt sich verallgemeinern. Es wurden langsame und schnelle, nicht-analytische und analytische Übergänge studiert. Für letzteren Fall erhält man folgendes Ergebnis: Es sei  $\omega(t)$  in der komplexen  $t$ -Ebene in einem symmetrischen Streifen der Breite  $2D$  um die reelle  $t$ -Achse holomorph. Ist die Zeitabhängigkeit  $\omega = \omega(\alpha \cdot t)$  (d.h. je kleiner  $\alpha$  desto langsamer der Vorgang) so geht die Änderung des gemittelten magnetischen Moments nach Null wie  $\exp(-4D/\alpha)$ .

## 5.6 Stochastische Diffusion in toroidaler Geometrie

(G. Knorr)

Mit Hilfe der Theorie stochastischer Prozesse wurde die Bewegung von Testteilchen, welche mit anderen Teilchen zusammenstoßen, in einem toroidalen Magnetfeld mit Rotationstransformation  $\mathcal{L}$  beschrieben. Ein elektrisches Feld senkrecht zu den Magnetflächen wurde berücksichtigt.

Das Verfahren ist wegen Vernachlässigung des in den magnetischen Flächen liegenden elektrischen Feldes nicht selbstkonsistent und es ergibt sich deshalb eine Polarisation des Plasmas. Es läßt sich ein Diffusionskoeffizient ableiten, welcher eine um den bekannten Faktor  $\left(\frac{2\pi}{L}\right)^2$  erhöhte Diffusion ergibt, jedoch mit einem etwas verschiedenen Vorfaktor.

## 5.7 Transportkoeffizienten

(W. Feneberg)

Die Untersuchung über die Transportkoeffizienten wurde abgeschlossen. [29] Es zeigte sich, daß man zu genügend genauen Ausdrücken für die Koeffizienten der Wärmeleitfähigkeit, der elektrischen Leitfähigkeit und der Thermodiffusion gelangen kann, wenn man die Verteilungsfunktion nach Laguerre-Polynomen entwickelt. Es wurde festgestellt, daß diese Entwicklung sehr gut konvergiert, so daß schon mit dem Polynom zweiter Ordnung analytische Formeln für die Transportkoeffizienten erhalten werden konnten, welche für alle Magnetfelder eine Genauigkeit von 10 % besitzen. Ferner wurde im Zusammenhang mit Experimenten der Abteilung Wienecke (MHD-Generatoren) die elektrische Leitfähigkeit eines teilweise ionisierten Argon-Kalium-Plasmas im Magnetfeld berechnet. Eine Arbeit hierüber wird veröffentlicht.

# 6. Angewandte Mathematik

## 6.1 Numerische Berechnung von Magnetfeldern

a) Ebene Felder (R. Gorenflo, H. Welter)

Mittels komplexer Analysis wurden finite Ausdrücke in elementaren Funktionen hergeleitet für das von einer geraden Anzahl kreisringsektorartiger Stromleiter (Ioffe-bars) erzeugte Multipolfeld. Das Magnetfeld wurde im Innern der Leiter und im Außenraum berechnet. [IPP 6/42]

b) Toroidaler Oktopol (K. von Hagenow, Y. Kovetz)

Zusammen mit Frau Kovetz wurde ein Programm zur Berechnung der Feldlinien und der  $\oint \frac{d\varphi}{B}$ -Eigenschaften des Oktopol-Torus  $W\bar{V}$  entwickelt, wobei besonders auf kurze Rechenzeiten und möglichst genaue Berücksichtigung des endlichen Querschnitts der Leiter geachtet wurde. [MPI-PAE/PL 6/65]

c) Stellarator (O. Eder, R. Gorenflo, M. Pacco, A. Schlüter, H. Welter)

Es wurde ein größeres Programm zur Berechnung der Magnetfelder in Angriff genommen, die durch Strom in helikalen Wicklungen auf einem Kreistorus und einem Strom auf der Achse des Torus erzeugt werden. Magnetische Flächen und Driftflächen in diesen Feldern sowie die interessierenden Integrale über magnetische Flächen wurden berechnet. Das Ziel war, die Parameter so zu bestimmen, daß in dem Feld ein "möglichst gutes" Gleichgewicht existieren kann.

## 6.2 Knudsen-Strömung

(R. Gorenflo, M. Pacco zusammen mit B. Scherzer)

Durch Monte-Carlo-Simulation auf der IBM 7090 wurde die Strömung eines Knudsen-Gases durch ein langes dünnes Rohr untersucht. Es ergab sich, daß man bei Vernachlässigung von 5 % bis 12 % der Gasmoleküle die Strömung im Rohr als Diffusion auffassen kann [IPP 6/46]. Die zur Simulation verwendeten Pseudo-Zufallsgeneratoren wurden auf ihre statistischen Qualitäten getestet [IPP 6/47].

## 6.3. Numerische Analysis

Die Entwicklung neuer numerischer Verfahren oder die Optimierung bekannter Verfahren bildete vielfach einen wesentlichen Teil der Lösung von Problemen, die mit Hilfe der elektronischen Rechenanlage bearbeitet wurde. Beispiele hierfür sind 3.1; 6.1b; 6.1c. Weitere Fälle sind

a) (R. Gorenflo, Y. Kovetz)

Die Arbeit über die Abel'sche Integralgleichung zur Auswertung von Intensitätsmessungen an zylindersymmetrischen Plasmen wurde abgeschlossen. Es wurden ferner FORTRAN-, FAP- und ALGOL-Routinen auf verschiedenen Gebieten entwickelt (z.B. Romberg-Integration, quadratische Optimierung).

b) (O. Eder)

Bei der Auflösung von Differenzgleichungen wurden verschiedene Sonderfälle behandelt, bei denen die Elemente der Koeffizienten-Matrix nicht nur in mehreren Diagonalen angeordnet waren, sondern auch außerhalb des Streifens der nichtverschwindenden Elemente nach verschiedenen symmetrischen Anordnungen auftraten.

Zur Berechnung umfangreicher uneigentlicher Integrale mit unbeschränktem Intervall wurde ein Programm aufgestellt, das für die numerische Integration Hermite'sche Polynome benutzt. Zur Untersuchung der Verteilung der Nullstellen komplexer transzendenter Gleichungen in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern wurden Rechnungen in komplexer Arithmetik ausgeführt. Wegen des zu großen maschinellen Rechenaufwandes konnten vorerst nur einzelne Teilrechnungen durchgeführt werden. Es wurden Untersuchungen angestellt über die Konvergenz transzendenter Funktionen bei der Entwicklung in Kettenbrüche.

6.4 Rechenanlage

a) Rechenzeitverbrauch

Rechenzeitverbrauch im Jahre 1965		
	Std.Min.	Std.Min.
Institut für Plasmanhysik	1 363.07	
Experimentelle Plasmaphysik 1		383.47
Experimentelle Plasmanhysik 2		50.47
Experimentelle Plasmanhysik 3		155.29
Theorie		506.26
Technik		63.53
Verwaltung		93.48
Systemarbeit		45.26
Auffall		63.31
Andere Institute	2 481.05	
Deutsches Rechenzentrum		301.27
Inst. f. Angew. Geophysik München		22.17
Inst. f. Wirtschaftsforschung		21.13
Inst. f. Plasmanhysik Jülich		6.54
Inst. f. Regelungstechnik		7.13
MPI f. Arbeitsphysiologie		4.16
MPI f. Eiweiß- und Lederforschung		355.27
MPI f. Astrophysik		562.08
MPI f. Biochemie		0.24
MPI f. Extraterrestr. Forschung		94.50
MPI f. Kernphysik, Heidelberg		7.19
MPI f. Physik		573.20
MPI f. Verhaltensforschung		2.52
Techn. Hochschule München		109.28
Universität München		283.06
Universität Tübingen		50.41
Universität Wien		61.37
Bayer. Akademie der Wissenschaften		16.33
insgesamt	3 844.12	

b) Systemarbeiten

A. Jelic hat begonnen, das Betriebssystem der IBM 7090 auf IBSYS umzustellen. Das erschien insbesondere deshalb sinnvoll, weil der FORTRAN-IV-Compiler des IBSYS-Betriebssystems etwa 7 mal schneller ist als der bisherige Compiler. Andererseits sind für diese Umstellung eine ganze Reihe von Eingriffen notwendig (z.B. Implementierung der Magnetband-Organisationsroutinen). Die Umstellung ist noch nicht abgeschlossen.

Von K.H. Gohl wurden Vorarbeiten für die Koppelung der IBM 7090 mit einer IBM 360/30 begonnen. Von O. Eder wurde von Mai bis Juli ein Mathematik-Kurs (10 Wochenstunden) für Programmierer gehalten.

ABTEILUNG TECHNIK (DIPL.-ING. K.H. SCHMITTER)

1. Gruppe Projektierung

Im Jahre 1965 wurde mit der 30 kV-Inbetriebnahme der Aufbau der 1,5/2,6 MJ-Stoßstromanlage zu einem ersten Abschluß gebracht. Am 19.2.1965 erfolgte die Übergabe an Abteilung I. Seitdem wurden vom Benutzer über 2000 Entladungen (einschließlich solcher mit Teilenergie) ohne nennenswerte Betriebsstörungen durchgeführt. 1966 ist außer dem Übergang zu 40 kV-Betrieb der Einbau der Crowbarschaltung vorgesehen. Der Kollektor wird zur Verbesserung der Magnetfeldsymmetrie im Verbraucher mit einer Verlängerung ausgerüstet, deren elektromechanische Funktion ähnlich derjenigen des bisherigen Hauptkollektors ist. Als Sprungmassen werden polyester-verkleidete Schwerbetongewichte unter statischer Vorspannung verwendet. Der Induktivitätszuwachs wird ca. 1,3 nH betragen.

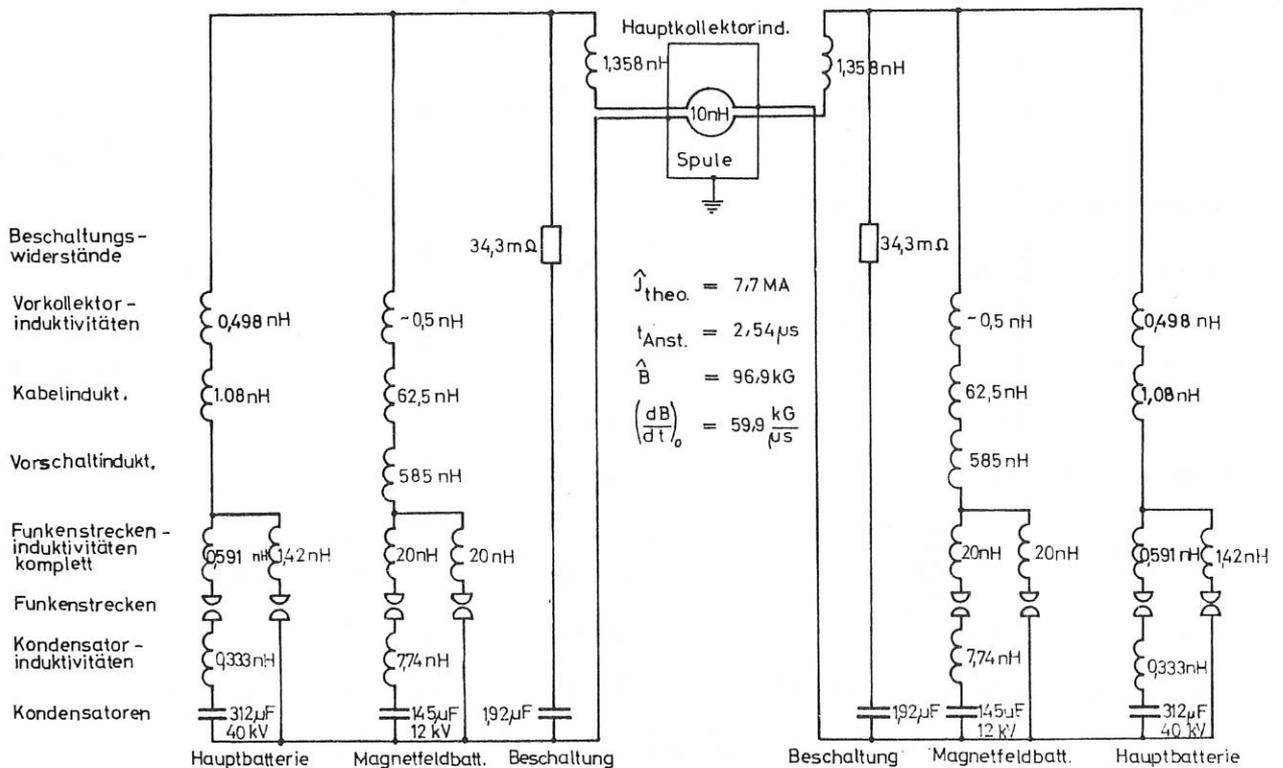


Abb. 26: Prinzipschaltbild -500 kJ- Batterie

Ein Kurzbericht über die Inbetriebnahme der 1,5/2,6 MJ-Stoßstromanlage ist erschienen [ 53 ].

Nachdem schon 1964 verschiedene Vorprojekte aufgestellt worden waren, erteilte die Abteilung I aufgrund überarbeiteter Unterlagen den Auftrag auf eine symmetrisch aufgeteilte Stoßstromanlage (ISAR II) für 2 x 40 kV, insgesamt 500 kJ, die sowohl für die Versorgung eines doppeltgespeisten linearen Theta-Pinch-Experiments als auch für den Anschluß an ein einfach gespeistes toroidales Experiment geeignet ist. Die technischen Daten wurden rechnerisch und aufgrund von Analog- und Ausschnittversuchen festgelegt (Abb. 26) und die Realisierung des Projektes in die Wege geleitet. Termin- und Organisationsplan sehen die Fertigstellung der Version mit doppeltgespeistem linearen Verbraucher im Sommer 1966 vor.

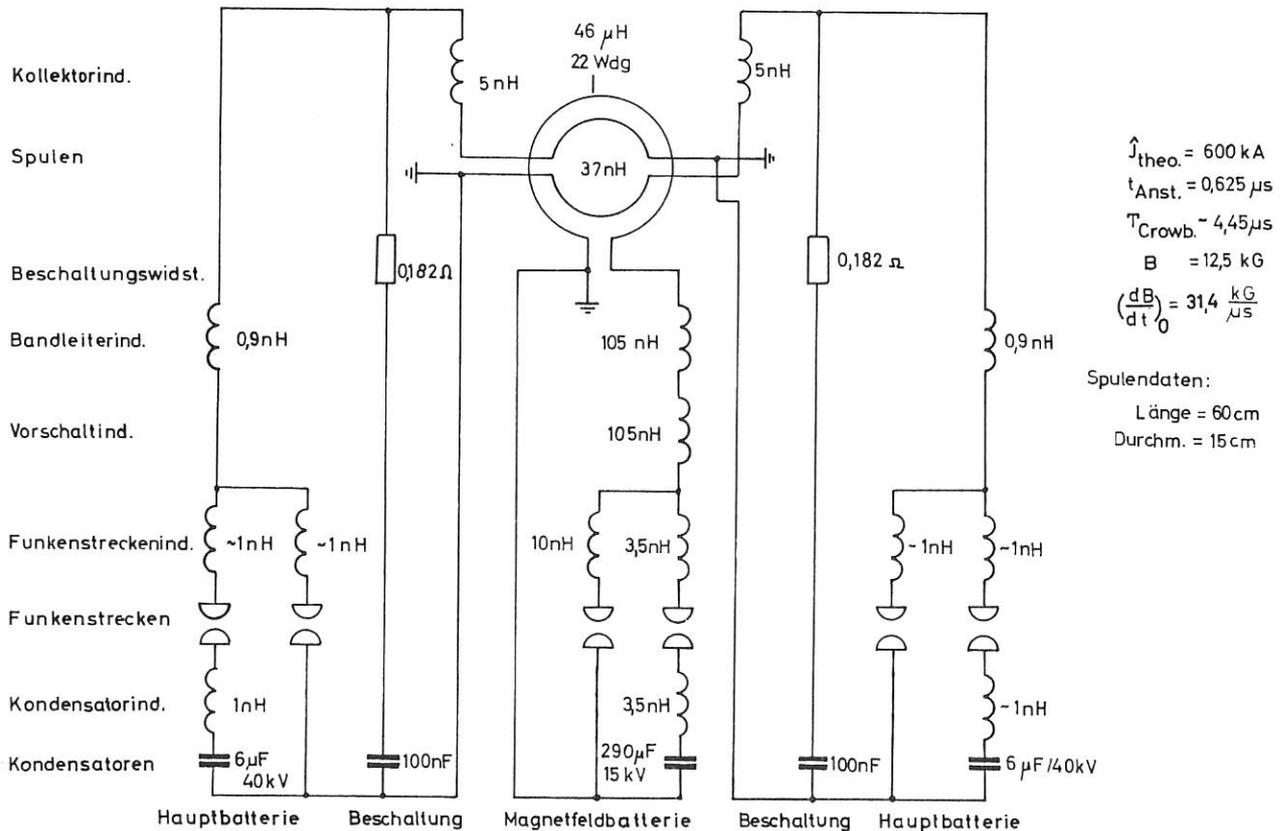


Abb. 27: Turbulenzaufheizung: Prinzipschaltbild

Für die schnelle Plasmaaufheizung im linearen Theta-Pinch (Abt. I) wurde entsprechend vorgegebenen Entladungsdaten eine 400 kHz-Batterie für 2 x 40 kV, insgesamt 10 kJ, mit Vormagnetisierung wahlweise über die Hauptspule oder über getrennte, die Hauptkollektoren durchdringende Magnetfeldspulen entworfen. Die technischen Daten wurden rechnerisch und aufgrund von Analogverfahren bestimmt (Abb. 27-29) und die Realisierung des Projektes in die Wege geleitet. Die Fertigstellung in der Ausführung mit getrennter Vormagnetisierung ist für Frühsommer 1966 vorgesehen.

Als Hilfsmittel der technischen Klärung wurden folgende Einrichtungen aufgebaut bzw. erweitert:

40 kV - 144 kJ-Testbatterie für Ausschnittsversuche mit originalen spezifischen Belastungen, z.B. für Kontaktversuche.

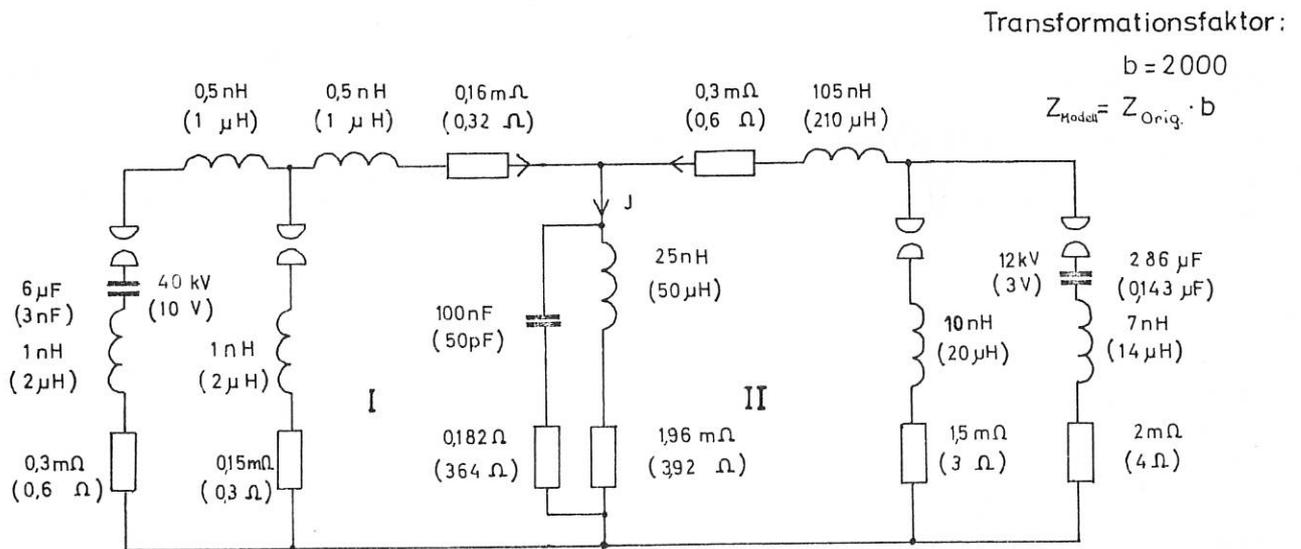


Abb. 28: Turbulenzaufheizung Ersatzschaltbild  
I: Hauptfeldbatterie, II: Magnetfeldbatterie  
Klammerwerte: Modell

Einrichtung zur Stoßspannungsprüfung von Isolationsanordnungen.

Niederspannungsmodellsystem zur Kontrolle und Ermittlung von Strom- und Spannungsprogrammen einschließlich aller Einschwingvorgänge und kooperativer Effekte vorzugsweise im originalen Zeitmaßstab.

Geometrische Modelle, elektrische Strömungsmodelle und ein automatischer elektrolytischer Trog.

Die Literaturarbeiten auf dem Gebiet der elektrohydrodynamischen Energiewandler wurden mit einem zusammenfassenden Bericht beendet.

Die Möglichkeit, durch räumliche Verdrängung eines magnetischen Flusses aus einer Erzeugerspule in eine Verbraucherspule Hochstromimpulse im ms-Bereich zu erzeugen, wurde in rechnerischen Vorüberlegungen geprüft.

Der allgemeine Maschinenraum der Abtl. Technik (8 Motoren bzw. Generatoren je ca. 70 kVA bzw. kW) ist in Betrieb genommen.

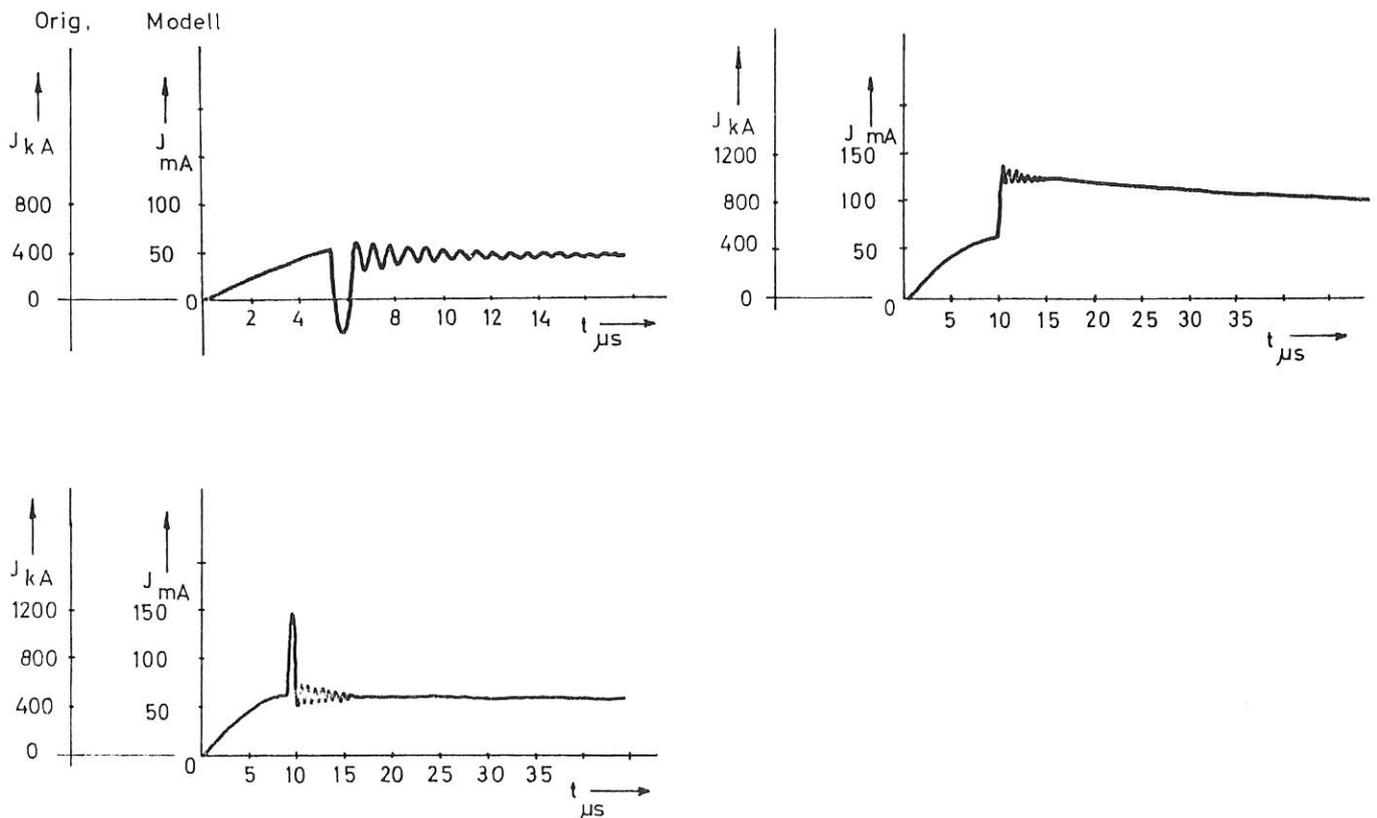


Abb. 29: Turbulenzaufheizung Stromprogramm

## 2. Gruppe Konstruktion

Mit der Übersiedlung eines Teiles der Mitarbeiter des MPI ins IPP übernahmen wir am 1.4.65 auch die Konstruktionsgruppe des MPI. Diese Gruppe arbeitet vorwiegend für die Abt. II einschließlich der noch im MPI befindlichen Mitarbeiter dieser Abteilung.

### Gruppe A

#### Bilanz der Konstruktionsaufträge:

Übertrag von 1964	21 Aufträge
neu	31 Aufträge
erledigt	26 Aufträge
annulliert	2 Aufträge
	<hr/>
Übertrag für 1966	24 Aufträge

#### Jahresbilanz der Konstruktionsstunden

Gesamtstunden	25 517.0 Stunden	
davon für Urlaub	2 839.5 Stunden	= 11.1 %
Krankheit	1 490.5 Stunden	= 5.8 %
Registratur und Pauserei	2 509.5 Stunden	= 10.7 %
reine Konstruktionsstunden	18 677.5 Stunden	= 100.0 %
davon Abt. 1	7 265.0 Stunden	= 38.9 %
Abt. 2	3 208.5 Stunden	= 17.4 %
Abt. 3	5 647.0 Stunden	= 29.9 %
Abt. 4	2 557.0 Stunden	= 13.8 %

### Gruppe B

Gesamtstunden	7 900 Stunden
davon Abt. 2	6 800 Stunden
MPI (Dr. Bergmann)	400 Stunden
Abt. 1, 3, 4	700 Stunden

## 3. Gruppe Hochspannungstechnik

### 3.1 Arbeiten im Zusammenhang mit der 2,6 MJ-Batterie

Für die 2,6 MJ-Anlage wurde ein Crowbar-System entwickelt. Das Prinzip beruht auf einer Idee von Fringel, die bereits von der Gruppe H. Zwicker angewendet wurde. Der Schalter besteht aus einer Funkenstrecke, deren eine Elektrode über eine veränderliche Induktivität entkoppelt wird. Für den zunächst auf diese Elektrode gegebenen steilen Triggerpuls bilden Ferritkerne in einem koaxialen Rohr eine Induktivität von einigen  $\mu\text{H}$ , so daß die Spannung an der Elektrode nahezu den Wert des Triggerpulses annimmt und es zum Durchschlag zur Gegenelektrode kommt. Die damit eingeleitete Hauptentladung bringt die Ferritkerne in die Sättigung, so daß praktisch nur noch die Induktivität des Systems ohne Eisen (ca. 150 nH) wirksam bleibt. Die Anordnung wurde im Dauerversuch am Modell 1:1

erprobt. Messungen der Zeitstreuung zu verschiedenen Schaltzeitpunkten wurden durchgeführt. Außerdem wurden Messungen an Ferriten verschiedener Hersteller mit unterschiedlichen Kennwerten gemacht. Eine invert. polare Vormagnetisierung der Kerne, die reproduzierbare Anfangsbedingungen für den Magnetisierungszustand der Kerne schafft, wurde erprobt.

Das Triggersystem an dieser Funkenstrecke besteht aus 2-stufigen Marx-Generatoren mit einer max. Stufenspannung von 48 kV. Der Generator wird über ein schalterseitig elektrisch offenes Triggerkabel an die Crowbarfunkenstrecke geführt, wobei am Kabelende durch Reflexion Spannungen bis 180 kV erreicht werden. Umfangreiche Messungen an Kabeln verschiedener Hersteller führten zu einer Sonderanfertigung des Triggerkabels mit günstigen elektrischen Werten. Der Kabelendenabschluß wurde entwickelt und führte zu einem Verfahren der Sintertechnik aus vorgefertigten PE-Teilen.

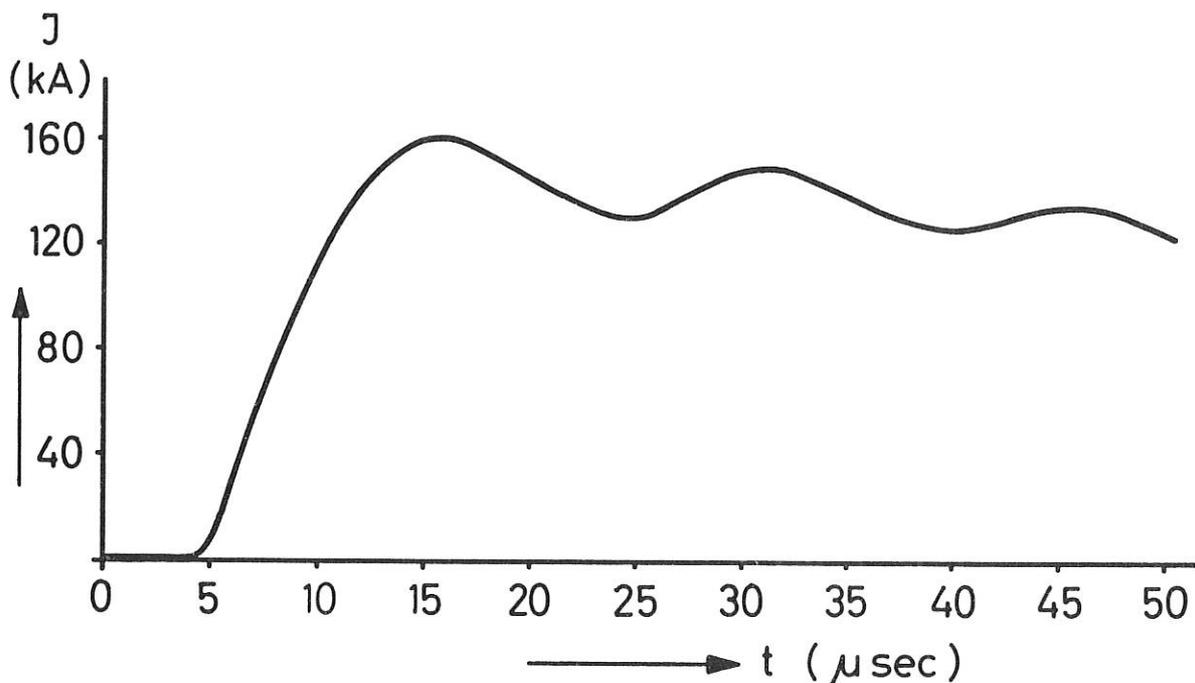


Abb. 30: Stromverlauf bei Crowbarbetrieb

### 3.2 Turbulenzbatterie

Für die 500 kHz-Batterie wurde eine kombinierte Start- und Crowbarfunkenstrecke für Überdruck mit Bandleiteranschluß für 2 Kondensatoren entwickelt. Eine Einheit aus 2 parallelen Kondensatoren mit 1 Funkenstrecke hat eine Induktivität von 60 nH. Bei konstantem Druck ist der Schaltbereich der Startfunkenstrecke bei einer Streuung von weniger als 20 nH

etwa 1:4. Der Crowbarschalter arbeitet nach dem gleichen Prinzip wie derjenige, der für die 2,6 MJ-Anlage erprobt wurde. Lediglich die Funkenstrecke ist mit dem Startschalter in einem gemeinsamen Druckgefäß aus Gießharz untergebracht. Ein Startschalter für Normaldruck, der für diese Anlage zunächst entwickelt wurde, zeichnet sich durch seinen besonders großen Schaltbereich (über 1:5) bei kleinem Jitter ( $\leq 20$  ns) aus. Dieser Schalter, der auch in der Druckfunkenstrecke eingesetzt wird, ist sowohl in seiner elektrischen als auch geometrischen Anordnung unsymmetrisch und erreicht durch hohe Feldinhomogenität zum Zündzeitpunkt den großen Schaltbereich.

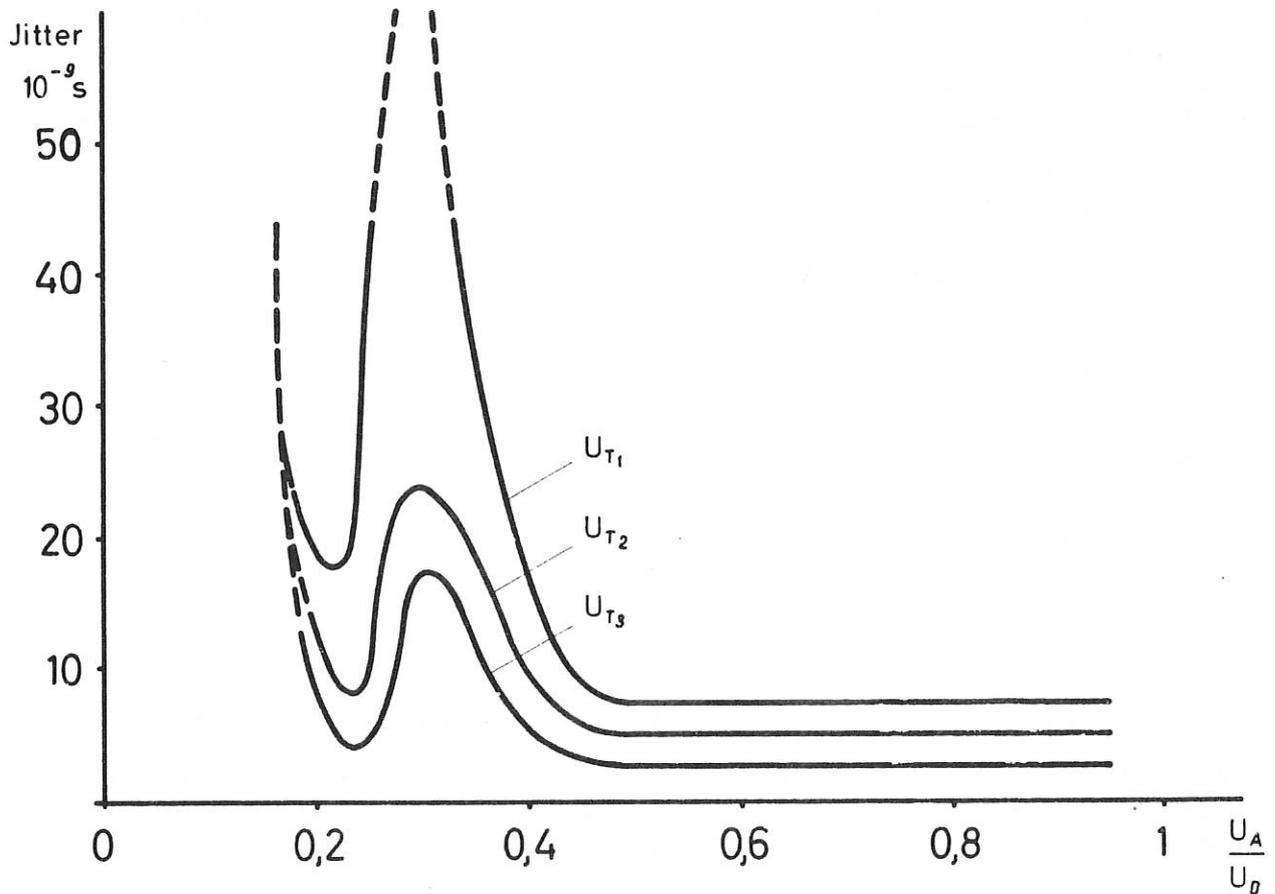


Abb. 31: Jitter als Funktion der Arbeitsspannung  $U_A$ . Durchbruchsspannung  $U_D = 50$  kV. Ladespannung des Triggerkreises  $U_{T1} < U_{T2} < U_{T3}$ .

Für die gleiche Anlage wurde eine Zusatzbatterie für 15 kV entworfen und konstruiert. Die Batterie wird mit Ignitrons geschaltet und hat einen beim Spannungsnulldurchgang beginnenden Crowbarbereich. Sie besteht aus 10 Einheiten.

Erste Vorversuche für die räumlich sehr stark begrenzten und in der länglich-schmalen Form ungünstigen Beschaltungskondensatoren zeigten einen vielversprechenden Weg, der u.U. auch für Puls-kondensatoren angewendet werden kann und eine hohe Energiedichte erwarten läßt. Beidseitig mit Aluminium bedampfte Kunstharzfolien werden plan aufeinander geschichtet und mit Öl getränkt. Feldstärken bis 100 kV/mm sind einwandfrei zu beherrschen. Bei einzelnen Versuchsmustern ergaben sich Durchbruchfeldstärken bis zu 300 kV/mm.

### 3.3 500 kJ-Batterie

Für die 500 kJ-Batterie wurden die Vorarbeiten, wie technische Klärung der Kondensatoren und Kabel abgeschlossen. Die ersten Modellversuche laufen z.Zt. an. Der Startschalter wurde in Anlehnung an die für die Turbulenzbatterie mit guten Ergebnissen entwickelte unsymmetrische Funkenstrecke aufgebaut. Es werden 3 verschiedene Funkenstrecken untersucht, die sich hauptsächlich hinsichtlich ihres Isolationsaufbaues unterscheiden (PVC, Polyesterharz und Epoxydharz). Der Crowbarschalter ist im gleichen Gehäuse wie der Startschalter untergebracht und arbeitet nach dem Prinzip der Funkenstrecke mit stromabhängiger Entkopplung.

Als Zusatzbatterie wird eine 15 kV-Kondensatorbatterie eingesetzt, die aus den gleichen Bausteinen wie die Magnetfeldbatterie für die Turbulenzbatterie aufgebaut ist.

### 3.4 Kondensatorbatterie mit Schaltstufe für 1,5 MW Impuls-generator

Die Anodenstromversorgung des Senders bei Impulsbetrieb erfolgt mit einer Kondensatorbatterie über eine Schaltstufe. Der Start- und die zwei Crowbarschalter bestehen aus je zwei in Reihe geschalteten Ignitrons. Die Kondensatorbatterie kann in 30 sec Abstand auf einen Verbraucherwiderstand von  $400 \Omega$  entladen werden. Vergl. Abb. 32.

Daten der Batterie: Kapazität  $48 \mu\text{F}$  ( $36 \times 1,33 \mu\text{F}$ ), Ladespannung 30 kV

### 3.5 Zünden von Höchstspannungsfunkenstrecken mittels Lichttriggerung

Um Isolationsschwierigkeiten bei der Triggerung von Höchstspannungsfunkenstrecken zu vermeiden, kann man derartige Schalter durch einen galvanisch vollkommen getrennten Zündkreis mittels ultraviolettem Licht ansteuern (IPP-Bericht 4/24).

### 3.6 Weitere Arbeiten

Hochspannungsteil des Überwachungssystems für 100 kV-Ionenbeschleuniger

Funkenstrecke für 120 kV mit kleiner Induktivität

Anlage zu magnetischen Aufschrumpfen von Kabelhülsen

Impulsfeste Widerstände für verschiedene Beanspruchungen

Entkopplungselemente für Triggergeräte

Messungen an Ignitrons

Spannungsteiler für verschiedene Anforderungen

Crowbarschalter mit Steilwellentriggerung

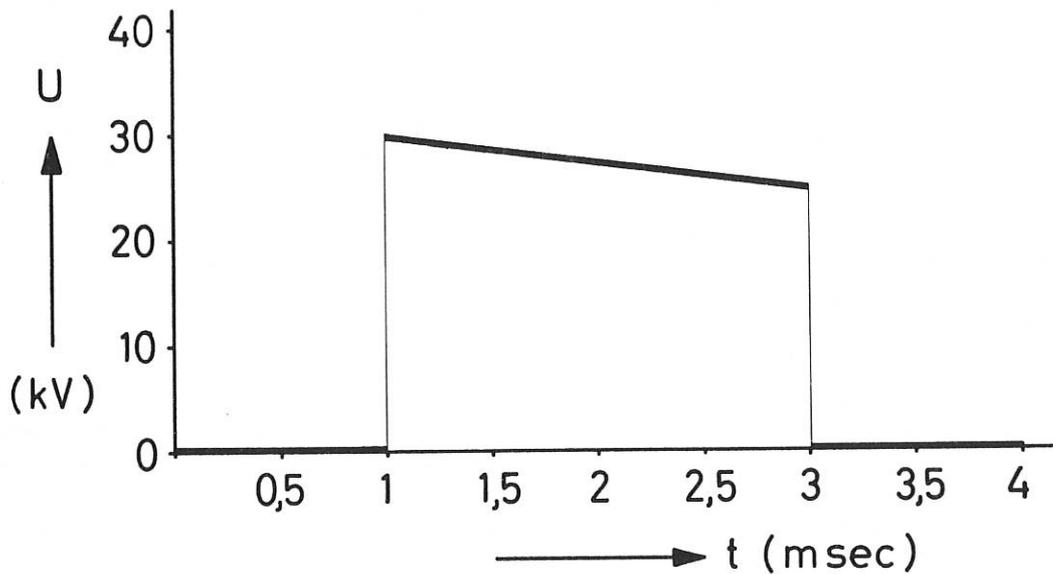


Abb. 32: Zeitlicher Spannungsverlauf der Stromversorgung des Senders.

#### 4. Gruppe Elektronik

##### 4.1 Netzgeräte

###### 4.1.1 34 kV-Ladegerät

Für die Standardreihe wurde ein 34 kV-Ladegerät mit Polaritätswechsel entwickelt.

###### 4.1.2 Stromstabilisator

Der Stromstabilisator 500 V/1,4 A wurde durch Steigerung der Stromkonstanz auf 1 % und Ergänzung durch eine externe Steuerung verbessert.

###### 4.1.3 Geregelttes Transistor-Netzgerät

Für den Laborbedarf entstand ein geregelttes Transistor-Netzgerät 2 x 30 V / 0,5 A mit einer auf etwa 1 % stabilisierten Ausgangsspannung.

#### 4.1.4 Spannungsstabilisierung einer 150 kV-Hochspannungsanlage

Als Ergänzung zu einer bestehenden 150 kV-Gleichspannungsanlage wurde eine Stabilisierung der Spannung auf 1 % Genauigkeit entwickelt.

### 4.2 Meßgeräte - Meßverstärker

#### 4.2.1 Erdfreier logarithmischer Gleichstromverstärker

Für die Messung mit erdfreien Doppelsonden wurde ein logarithmischer Gleichstromverstärker für Eingangsströme von  $10^{-5}$  bis  $10^{-9}$  A entwickelt. Der Ausgang des Verstärkers ist zur Anpassung an unsymmetrische Oszillographeneingänge einseitig geerdet. Verstärker-Ein- und Ausgänge sind sehr hochohmig voneinander getrennt ( $R = 10^{12} \Omega$ ,  $C = 15$  pF).

#### 4.2.2 Temperaturregler

Es bestand die Aufgabe, die mittlere Temperatur eines Wolframheizers ( $I_{\max} = 250$  A,  $R \approx 1 \Omega$ ) unabhängig von der Wärmeabfuhr konstant zu halten. Die Aufgabe wurde durch die Entwicklung eines Gerätes zur widerstandabhängigen Stromregelung gelöst.

#### 4.2.3 Multiplier Verstärker

Ein Multiplier Verstärker für den Frequenzbereich 500 Hz bis 40 MHz mit einer Verstärkung von 133 und maximal 2 V Ausgangsspannung an  $150 \Omega$  wurde entwickelt und in 3 Exemplaren gefertigt.

#### 4.2.4 Heliumstand-Meßgerät

Für die Anzeige des Heliumstandes in Transportgefäßen wurde ein nach der kapazitiven Methode arbeitendes direkt anzeigendes Meßgerät entwickelt. Das Gerät wird in die Standardreihe aufgenommen.

#### 4.2.5 Elektronische Sondensteuerung für einen elektrolytischen Trog

Für den elektrolytischen Trog der Gruppe Projektierung wurden die Servo-Verstärker und Hilfseinrichtungen zur Steuerung der Sondenstellmotoren und ein Sondenverstärker entwickelt.

#### 4.2.6 HF-Leistungsbreitbandverstärker

Der Prototyp eines Bausteines für einen HF-Leistungsbreitbandverstärker wurde entwickelt. Frequenzbereich 100 Hz bis 11 MHz, abgegebene Leistung 30 W an  $1 \Omega$ . Aus diesen Bausteinen soll ein 200 W-Verstärker zusammengestellt werden.

#### 4.2.7 Impedanzwandler für den Tektronix-Oszillographen 519

Das als Ergänzung des kommerziell gefertigten Zubehörs entwickelte Gerät hat folgende Daten:

Eingangsspannung	$\pm 200 \text{ V}$
Eingangswiderstand	$500 \text{ k}\Omega / 1 \text{ M}\Omega / 2,5 \text{ M}\Omega$
Übertragungsverhältnis	1 : 1
Ausgangszeitkonstante	30 ns/60 ns
Ausgangswiderstand	$75 \Omega$

#### 4.2.8 Stoßspannungseinschub für Tektronix-Zweistrahloszillograph

Nachdem die von der Industrie angebotenen Geräte sich als nicht geeignet herausstellten, wurde ein Stoßspannungseinschub für die vorhandenen Tektronix-Zweistrahlozillographen entwickelt.

Kennwerte:

Eingangsempfindlichkeit einstellbar von 50 V/cm bis 500 V/cm.

maximale Eingangsspannung 2 kV

Eingangswiderstand  $72 \Omega$

Anstiegszeit 12 ns

### 4.3 Impulstechnik

#### 4.3.1 Zeitverzögerungsgeräte

Mit der Entwicklung eines transistorisierten Zeitverzögerungsgerätes wurde begonnen. Das Gerät soll den von 4 verschiedenen Zeitverzögerungsgeräten der bisherigen Serie erfaßten Verzögerungsbereich in sich vereinen.

### 4.4 Überwachungsgeräte

#### 4.4.1 Hochspannungsschnellabschaltung

Zum Schutze eines Ionen-Beschleunigers wurde ein Hochspannungs-Schnellabschaltgerät, das als Schalter für 200 kV eine Hochvakuum-Triode enthält, entwickelt. Das Gerät ist für extreme Sicherheitsanforderungen ausgelegt.

#### 4.4.2 Notabschaltung eines Duoplasmatrons

Für die Notabschaltung der Ionenquelle des vorher genannten Beschleunigers wurde ein Gerät entwickelt, das bei einer bestimmten Strahlauslenkung die Stromzufuhr zur Ionenquelle abschaltet.

### 4.5 Bildwandler

#### 4.5.1 Universal-Bildwandler EL 085

Bei der Prüfung der ersten in Serie gefertigten Geräte dieses Typs stellte es sich heraus, daß ein neuer Sweep-Einschub für die Kamera notwendig war.

Daten des Sweep-Einschubs:  $0,1 \mu\text{s/cm} - 5 \mu\text{s/cm}$

Bildlänge 50 mm

9 komplette Bildwandler wurden im Jahr 1965 ausgeliefert.

#### 4.5.2 Bildwandler mit EEV-Röhre P 829 A

Das Gerät wurde durch weitere Verbesserungen allgemeiner einsatzfähig gemacht. Die endgültigen Betriebsdaten wurden festgelegt.

#### 4.6 Rubin-Laser

##### 4.6.1 Laser-Kopf für Stickstoffkühlung

Der fertiggestellte Laser-Kopf liefert ca. 20 Joule im ungekühlten Zustand bei einer Pumpenergie von 8 kJ und im gekühlten Zustand 55 Joule bei einer Pumpenergie von 9 kJ.

##### 4.6.2 Laserkopf mit Wasserkühlung

Dieser Laserkopf hat ohne passiven Q-Switch eine Ausgangsenergie von 20 Joule und eine Ausgangsleistung von ca. 100 kW; mit passivem Q-Switch beträgt die Ausgangsleistung bisher 50 MW bei einer Energie von etwa 2 Joule.

##### 4.6.3 Zweistufiger Rubin-Laser

Ein zweistufiger Rubin-Laser mit einem Rotationsellipsoid für Leistungen bis 500 MW befindet sich in Vorbereitung.

#### 4.7 Sonstige diagnostische Geräte

##### 4.7.1 Ortungsverfahren der Normalübergänge an supraleitenden Spulen

Für die Ortung spontaner Normalübergänge an supraleitenden Spulen und zur Messung der Ausbreitung der Erwärmungsfronten in solchen Spulen wurde mit der Entwicklung eines Reflexionsverfahrens begonnen. Die ersten vorliegenden Ergebnisse zeigen, daß ein solches Verfahren grundsätzlich möglich ist.

#### 4.8 1,5 MW-Sender

Der Impulssender für eine Impulsleistung von 1,5 MW wurde installiert und mit Dauerleistung erprobt. Die Werte des Versuchs waren:

Eingangsleistung            102 kW

Ausgangsleistung            57 kW

f = 5,8 MHz

#### 4.9 Service

Es wurden 592 Geräte repariert und gewartet. Die Ersatzteilkosten betragen DM 13 087.47. Außerdem wurden von der Servicestelle die Wartung des Digital-Analog-Umsetzers und die Wareneingangsprüfung der elektronischen Geräte wahrgenommen.

## 5. Gruppe Magnetfeldtechnik

### 5.1 Magnetfeld-Berechnung

Mit Hilfe neu erstellter und bereits vorhandener Rechenmaschinenprogramme wurden zahlreiche Magnetfeldberechnungen durchgeführt, insbesondere:

5.1.1 Die Feldstärkeverteilung zylindersymmetrischer Spulen mit rechteckigem Wicklungsquerschnitt und konstanter Stromdichte (geschlossene Integration des Vektorpotentials über  $r$  und  $z$ , numerische Integration über  $\varphi$ ).

5.1.2 Die Feldstärkeverteilung linienförmiger, koaxialer Kreisströme. Die Methode erlaubt die Berechnung des Flusses, der Induktivität und der magnetischen Kräfte. Sie ist erweiterungsfähig für kreiszylindrische Flächenströme und für dicke Spulen mit konstanter oder von  $r$  abhängiger Stromdichteverteilung.

5.1.3 Die räumliche Feldstärkeverteilung gerader, endlicher, linienförmiger Leiter, die zu polygonalen Stromschleifen zusammengesetzt werden können.

5.1.4 Das Feld gerader Stäbe mit ringsektor-förmigem Querschnitt in beliebiger gerader Anzahl und alternierender Stromrichtung (Joffe - Feld) mit Hilfe einer Reihenentwicklung (siehe auch ALGOL-Programm nach IPP Bericht 6/42 von K. Gorenflo und H. Welter).

5.1.5 Die axiale Feldstärkeverteilung zylindrischer Spulen mit konstanter Stromdichte ( $g = \text{konst.}$ ) und mit  $r$  (Radius) abnehmender Stromdichte ( $g \sim 1/r$ ) im Wicklungsquerschnitt.

Zur Berechnung magnetischer Feldlinien und Linien konstanter Feldstärke ( $|B| = \text{konst.}$ ) innerhalb und außerhalb des Wicklungsquerschnittes von Magnetfeldspulen wurden mehrfach Programme von F.M. Larkin (siehe Culham-Report CLM-R31) benutzt.

Daneben wurden Untersuchungen angestellt über die optimale Realisierung vorgegebener Magnetfeldgeometrien. Als zweckmäßigste und schnellste Methode hierfür erweist sich die Reihenentwicklung nach Kugelfunktionen. Allerdings versagt sie innerhalb und in unmittelbarer Nähe des Wicklungsvolumens.

### 5.2 Stationäre Magnetfelder

Zur Erprobung der hochbelastbaren, wassergekühlten Magnetfeldspulen wurde im Anschluß an die Inbetriebnahme des 500 kW-Maschinensatzes ein Prüfstand eingerichtet. Die erste Serie von 100 Spulen der Type Sp 300/12 sowie 60 Spulen der Type Sp 100/13 wurden im Überlastbetrieb geprüft. Anfängliche Schwierigkeiten mit der Isolationsfestigkeit der Spulen Sp 300/12 konnten behoben werden.

Für magnetfeldtechnische Untersuchungen besonders an Supraleitern wurde aus den Typen Sp 100/13 ein wassergekühlter Magnet für Feldstärken bis 45 kG Dauerbetrieb mit einem Innendurchmesser von 100 mm aufgebaut.

### 5.3 Eieruhr-Magnetfeld (Abtlg. 3)

Zur Vermeidung einseitig auftretender Stromkomponenten in z-Richtung wurde die Lötverbindung der einzelnen Windungen untereinander geändert. Zwei Spulen mit diesen Verbindungen sowie mit verstärkten Isolationsbeilagen und glasfaserverstärktem Kunstharzverguß wurden fertiggestellt.

Gleichzeitig wurde zu diesen Spulen der Verlauf einzelner Feldlinien und der Feldstärkeverlauf bei unterschiedlicher Wicklungsdichte berechnet.

### 5.4 Impulsfeld für Supraleitungsexperimente

Eine dreiteilige 4 kV-Kondensatorbatterie mit insgesamt 30 kJ Ladeenergie wurde zusammen mit mehreren Hochfeldspulen für Feldstärken bis 200 kG aufgebaut und erprobt. Die Spulen sind im fl. Stickstoff-Behälter eines He-Kryostaten untergebracht und umschließen das eigentliche, fingerartige Helium-Gefäß. Bei den so gekühlten Spulen wurde die Eignung verschiedener Leitermaterialien untersucht.

### 5.5. MIN-B-Feld (Helios) (Abtlg. 2)

Die Gruppe beteiligte sich an der Vorbereitung des MIN-B-Experimentes sowohl was die Berechnung als auch die Konstruktion betrifft. Insbesondere wurde ein Vergleich der technischen Anforderungen unterschiedlicher Gefäßdurchmesser bzw. unterschiedlicher minimaler Feldstärken und verschiedener Spiegelverhältnisse durchgeführt.

### 5.6 Supraleitende Magnetfeldspulen

5.6.1 Nachdem sich bei einem Spulenpaar aus kupferplattiertem NbZr-Draht herausgestellt hatte, daß Fertigungsfehler in der Kupferplattierung zu erheblicher Degradation führen können, wurde ein Verfahren zur Homogenitätsmessung der Kupferplattierung am durchlaufenden Draht entwickelt. Das Verfahren erlaubt eine gute, quantitative Feststellung fehlerhafter Drahtlängen.

5.6.2 Zur Nachprüfung der magnetischen Homogenität im supraleitenden Zustand, und damit indirekt auch der Homogenität der Stromtransportfähigkeit wird zur Zeit ein weiteres Meßverfahren erprobt.

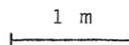
5.6.3 Die Entwicklung supraleitender Kabel und wärmebehandelter Drahtmaterialien wurde im Hinblick auf die optimale Auslegung großer supraleitender Magnetspulen verfolgt. Das Problem der Stabilisierung wurde durch die Messung von Wärmeübergangszahlen an kurzen Proben und an Spulen mit unterschiedlicher Wicklungsdichte näher untersucht. In Zusammenarbeit mit anderen Gruppen wird sowohl eine Anlage zur galvanischen Verkupferung von Supraleitern als auch eine Einrichtung zur Umspinnung von Kabeln mit stabilisierenden Normalleitern vorbereitet.

5.6.4 Bei einer 7-adrigen NbZr-Kabelspule mit einem Innendurchmesser von 100 mm konnte im transversalen Feld von 25 kG eine resultierende Stromdichte von knapp  $200 \text{ A/mm}^2$  erreicht werden [ 69 ].

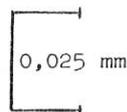


Abb. 33: Ausschnitt aus der Homogenitätsmessung der Kupferplattierung eines Nb 25% Zr-Drahtes

Maßstab der Durchlauflänge:



Maßstab für die Nenn-Dicke der Kupferplattierung



Durchlaufgeschwindigkeit 11 cm/s.

### 5.7 Magnetfeld-Meßtechnik

Für die verschiedenen Aufgaben meßtechnischer Art war es nötig, mehrere Meßverfahren auf ihre Verwendbarkeit zu testen, die nötigen Einrichtungen zu vervollständigen und Meßanordnungen aufzubauen und zu eichen. Insbesondere wurden für die Aufgaben der Tieftemperaturtechnik Hallsonden, Feldmeßplatten, fluxmetrische Meßverfahren und Thermosonden untersucht. Als ein besonderes Problem erwies sich die Magnetisierungsmessung an einzelnen Supraleitern.

### 5.8 Turbulenzexperiment (Abtlg. 1)

Das langsame Feld erforderte hinsichtlich der geforderten Homogenität, sowie der induktiven Anpassung an die Batterie und der magnetischen Kräftebeanspruchung eine sehr genaue Festlegung der einzelnen Windungen.

### 5.9 Weitere Aufgaben

Berechnung und Bau eines Eisenmagneten (Abtlg. 1)  
Berechnung des Feldes einer Spulenanordnung für einen Versuchskessel (Abtlg. 3)  
Aufbau einer rechteckigen Magnetfeldspule (Abtlg. 3)  
Magnetische Hubeinrichtung für HV-Ventile (Abtlg. 4)  
Berechnung eines rechteckigen Magneten für MHD-Generator (Abtlg. 3)  
Entwicklung eines wassergekühlten Magneten für 80 kG (Abtlg. 4)  
Herausgabe der Datenblätter für die Spulen Sp 300/12 und Sp 100/13

### 6. Gruppe Vakuumtechnik / Technologie

Im Bereich der Vakuumtechnik und Technologie wurden im Jahre 1965 von 189 eingegangenen Aufträgen 170 erledigt. Die dabei aufgewendeten Stunden verteilen sich auf die einzelnen Abteilungen wie folgt:

Abteilung 1	670 Std.	=	8,1 %
2	2100 Std.	=	25,4 %
3	650 Std.	=	7,9 %
4	550 Std.	=	6,7 %
5	260 Std.	=	3,3 %
8	150 Std.	=	1,8 %
Lageraufträge	3600 Std.	=	43,7 %
Wartungsarbeiten	250 Std.	=	3,1 %

Nachfolgend werden einige der durchgeführten Arbeiten beschrieben:

#### 6.1 Apparatur für Diffusionsmessungen unter extrem reinen Bedingungen

Für die Durchführung von Messungen der Plasma-Diffusionsraten im Magnetfeld unter extrem reinen Bedingungen wurde eine Apparatur, kombiniert mit einem System, das es gestattet, über ein aufheizbares Quarzleck reinstmöglichstes Helium-Gas in ein Meßvolumen einzulassen, konstruiert und gebaut.

Die Apparatur besteht aus:

- a) einem UHV-Glaspumpstand mit Ausheizeinrichtung
- b) zwei Glasgefäßen mit eingebauten Molybdän-Segmentzylindern, ausheizbar bis 450°C als Meßvolumen
- c) einem Gaseinlaß-System mit den erforderlichen Einrichtungen zur Reinigung des einzulassenden Helium-Gases sowie einem aufheizbaren Quarzleck zum Dosieren des Gaseinlaufes.

#### 6.2 UHV-Pumpstand für Cs-Plasma

Ein UHV-Glaspumpstand zur Untersuchung von Cs-Plasmen wurde konstruiert und mit dem Bau begonnen.

### 6.3 Ventilblock für automatische N<sub>2</sub>-Nachfüllvorrichtung

Die für den bereits im Jahresbericht 1963 beschriebenen 150 kV-Beschleuniger bestehende Ventil-Verteilereinheit zum automatischen Nachfüllen der Kühlfallen mit flüssigem Stickstoff wurde zu einem vakuumisolierten Ventilblock umgebaut. Dies hatte sich als notwendig erwiesen, da durch Kondensat- und Eisbildung an Leitungen und Ventilen während des Betriebs die Funktionssicherheit der Anlage nicht gewährleistet war.

### 6.4 Einrichtungen zum Fördern und automatischen Nachfüllen von flüssigem Stickstoff sowie zur Kontrolle des Flüssigkeitsstandes in 100 l-Vorratsbehältern

Von den im Jahresbericht 1964 näher beschriebenen Hebern für flüssigen Stickstoff, automatischen Nachfülleinrichtungen über Dampfdruckthermometer sowie Standanzeigegeräten wurden - z.T. in der Elektronikwerkstatt - je 30 Stück gefertigt.

Der Anwendungsbereich des Standanzeigegerätes wurde dahingehend erweitert, daß mit Hilfe eines Temperaturfühlers und der Verwendung zweier Magnetventile auch ein automatisches Nachfüllen von Kühlfallen durchgeführt werden kann.

### 6.5 Gehäuse für Zweikammer-Druckfunkenstrecke

In Zusammenarbeit mit der Gruppe Hochspannungstechnik wurde eine Gießform für das Gehäuse der Druckfunkenstrecke konstruiert und gebaut. Die Form ist so ausgelegt, daß sämtliche im Gehäuse fest zu verankernden Teile durch entsprechende Aufnahmen gehalten und beim Abguß mit eingebettet werden können. Bisher wurden 2 Formabgüsse erstellt, einer davon komplettiert und versuchsweise in Betrieb genommen.

### 6.6 Gießformen für das Vergießen von Ladeklemmen an Kondensatoren

Für das Vergießen von Ladeklemmen an Stoßstromkondensatoren 2,6  $\mu$ F, 40 kV der Firma Siemens mit Epoxydharz waren 20 geschlossene Gießformen zu erstellen, die mehrmals verwendet werden können und außerdem ein leichtes Entformen gestatten. Als günstigstes Formenmaterial erwies sich Silikon-Abformmasse. Die Masse ist gummiartig flexibel, dadurch an den Dichtstellen selbstdichtend und erfordert durch ihre klebewidrigen Eigenschaften keinerlei Trennmittelanwendung beim Abgießen der Formen. Dadurch können saubere Gießlinge mit guten Oberflächen erzielt werden. Ferner ist die Anfertigung mehrerer Formen mit geringstem Aufwand möglich.

### 6.7 Aufbringen einer mattschwarzen Schicht auf Weißblechstreifen

Es war ein Verfahren zu entwickeln, um Streifen aus Weißblech beidseitig mit einer mattschwarzen Schicht geringster Restreflexion zu versehen, nachdem mit Mattlack der gewünschte Effekt nicht erzielt werden konnte. Folgendes Verfahren wurde den Anforderungen gerecht:

Vorbehandlung der Oberfläche durch Strahlklappen oder Sandstrahlen, Aufwalzen einer dünnen, gleichmäßigen Schicht aus kalthärtendem Epoxydharz, anschließend Auftragen feingemahlener Aktivkohle mit Hilfe einer Spritzpistole und Trocknen bei 50°C im Trocken-

ofen. Die so erhaltene Oberfläche ist tiefschwarz, matt und abriebfest und zeigt geringste Restreflexion bei streifendem Lichteinfall.

### 6.8 Hartlötverbindungen zwischen Tantal und Wolfram

Im Zusammenhang mit dem Betrieb von MHD-Generatoren war es erforderlich, Teile aus Tantal mit Wolframteilen hart zu verlöten. Die Lötstelle sollte eine möglichst hohe Einsatztemperatur aufweisen. Zur Verbindung wurden folgende Metalle als Lot verwendet:

a) Titan Schmelzpunkt  $1690^{\circ}\text{C}$

Die Verbindung zum Wolfram ist einwandfrei. Nachteilig ist die leichte Löslichkeit des Tantals im Titan bei Löttemperatur unter Bildung von Mischkristallen und Gefahr des Auslaufens der Lötstelle bei zu langer Haltezeit, besonders bei dünnwandigen Teilen. Einsatztemperatur der Lötstelle ca.  $1600^{\circ}\text{C}$ .

b) Nickel Schmelzpunkt  $1453^{\circ}\text{C}$

Ergibt brauchbare Verbindung, wobei die Einsatztemperatur der Lötstelle wegen Eutektikumbildung zwischen Tantal und Nickel bei  $1360^{\circ}\text{C}$  auf ca.  $1300^{\circ}\text{C}$  herabgesetzt wird.

c) Kupfer Schmelzpunkt  $1083^{\circ}\text{C}$

Tantal wird im Kupfer nur unwesentlich gelöst und bringt keine Beeinflussung der Lötstelle mit sich. Diese Verbindung dürfte abgesehen von der niedrigen Temperaturbelastbarkeit der Lötstelle von ca.  $1000^{\circ}\text{C}$  die günstigste sein.

Ergebnisse über das Langzeitverhalten der einzelnen Verbindungen bei der jeweiligen Einsatztemperatur stehen noch aus.

### 6.9 Sonstige Arbeiten

Metallographische Untersuchungen an Niob-Zirkon-Drähten zur Feststellung der Haftung und Porenfreiheit von Cu-Überzügen sowie Untersuchung von Lötverbindungen und Materialfehlern.

Brennen von Agalmatolit-Formteilen.

Aufdampfen reflexvermindernder Schichten auf optische Teile aus Quarz und Glas sowie Bedampfen von Hostaphan-Folien mit Aluminium und Kupfer.

Fertigung von Metall-Keramik-Durchführungen.

Im Bereich der Glastechnik wurden von 174 eingegangenen Aufträgen 168 ausgeführt. Von den dafür aufgewendeten Stunden entfallen auf die einzelnen Abteilungen:

Abteilung 2	3 015 Stunden	=	65 %
3	212 Stunden	=	4 %
4	1 388 Stunden	=	30 %
5	17 Stunden	=	0,5 %
8	19 Stunden	=	0,5 %

Fertigungsübersicht:

Oszilotron stark fokussierend	1
Tempitron mit Multiplier	1
Röhre für 90°-Massenspektrometer	2
Farvitron-Röhren	8
Multiplier mit 20 Stift-Sockel	2
Sondenkammern	3
He- und N <sub>2</sub> -Hohlkathodenröhre	je 1
Kerrzellen	4
Entladungsrohr für Helium-Neon-Gaslasers	1
Sonden verschiedener Art	158
Doppelsäulen-Austauscher für Wasseraufbereitg.	1
Apparatur für Diboran-Synthese	1
Apparatur zur Fraktionierung von Nitrobenzol	2

Ferner wurden Anglasungen und Sinterteile vorgefertigt, sowie Reparaturen an Anlagen und Geräten durchgeführt.

7. Gruppe Installationstechnik

7.1 Ladegeräte

Es wurden 15 Ladegeräte im Spannungsbereich 2 - 60 kV für Ströme zwischen 50 mA und 1 A entwickelt, konstruiert und gefertigt.

7.2 Inbetriebnahmen

Es wurden folgende größere Anlagen in Betrieb genommen und abgenommen:  
Der Stoßleistungsumformer in der Energiezentrale, die Gleichrichteranlage X1. Außerdem war die Gruppe an der Inbetriebnahme der Gleichrichteranlagen Hg1 - Hg4 in L5E beteiligt.

7.3 Projektierungsarbeiten

Folgende Projekte wurden erstellt:

Schaltanlage für Maschinenhaus L3, 10 kV-Anschluß für Maschinenhaus L3, Umbau der Stoßlastschaltanlage in der Energiezentrale, Anschluß von L3 an die Gleichrichteranlagen Hg 6 und Hg 7 in L5E.

7.4 Sonstiges

Steuerung für Duoplasmatron, diverse Netzgeräte, Belastungswiderstände und Steuergeräte. Außerdem wurden die Pläne für das Kabelnetz des Instituts angelegt.

## 8. Gruppe Technisch-Physikalische Randgebiete

### 8.1 Tieftemperaturtechnik

8.1.1 Der Bedarf an verflüssigtem Helium konnte mit der bestehenden Anlage nicht vollständig gedeckt werden. Verbraucher waren die Abteilungen 1, 2 und 4.

8.1.2 Am CABINET (Abt. 2) wurde ein Betriebsversuch der Kryopumpe durchgeführt. Die erreichte Temperatur betrug  $3,8^{\circ}\text{K}$ .

8.1.3 Zusammen mit der Gruppe Elektronik wurde ein Meßgerät zur Ermittlung der Füllhöhe flüssigen Heliums entwickelt; hierbei wird die DK-Änderung des Heliums beim Übergang flüssig-gasförmig verwendet.

### 8.2 Tieftemperaturphysik

8.2.1 Die Abhängigkeit des kritischen Stromes eines harten Supraleiters von seiner magnetischen Vorgeschichte ließ sich auf die Auswirkung von Flußsprüngen zurückführen.

8.2.2 Bei der Untersuchung eines eventuellen Einflusses mechanischer Beanspruchung auf die kritischen Werte eines harten Supraleiters konnte kein deutlicher Effekt gemessen werden.

8.2.3 Im variablen äußeren Magnetfeld wurden Versuche zur Bestimmung von Flußsprüngen an Niob-Titan durchgeführt.

### 8.3 Optik

Die Eigenschaften eines Rubinlasers mit geteiltem optischen Resonator wurden im Hinblick auf Q-Switch untersucht.

## 9. Gruppe Chemie

### 9.1 Fertigungsaufträge

Für 150 schriftlich eingegangene Aufträge wurden insgesamt 936 Arbeitsstunden aufgewendet. Die Tabelle gibt die Verteilung der Stunden auf die Abteilungen wieder:

Abt.	1	2	3	4	5	8
Std.	17	53	17	415	128	306
%	1,8	5,7	1,8	44	13,5	33

### 9.2 Entwicklungsaufträge

9.2.1 Ein Verfahren zur Vergoldung von Molybdän und Wolfram wurde ausgearbeitet. Die in

Schichtstärken von 5-20  $\mu\text{m}$  erhaltenen Goldauflagen sind im Vakuum auf  $450^\circ$  ausheizbar und überstehen wiederholte Lufteinbrüche ohne Schaden.

9.2.2 Das Elektropolierverfahren zur Oberflächenvergütung von Buntmetallen, Aluminium und Edelstahl wurde eingeführt.

9.2.3 Elektrolyse in Salzschnmelzen.

Aus einer zyankalischen Salzschnmelze wurde bei  $600^\circ\text{C}$  und einer anodischen Stromdichte von  $300-500 \text{ A/cm}^2$  Iridium auf einer Tantal-Heizspirale galvanisch abgeschieden.

Da zukünftig ähnliche Probleme zu erwarten sind und die beträchtlichen technischen Schwierigkeiten (z.B. Selbstentzündung des anodisch abgeschiedenen Kaliums) nicht weiterhin provisorisch gelöst werden sollen, wurde in der ZW ein Hochtemperatur-Vakuum- bzw. Schutzgasofen eigener Konstruktion in Auftrag gegeben. Durch präzise Bewegung eines Tiegels in einem Temperaturgefälle wird auch Einkristallzüchtung aus Schnmelzen ermöglicht.

9.2.4 Reinigung von Nitrobenzol zur Füllung von Kerrzellen. Durch fraktionierte Vakuumdestillation und nachfolgende fraktionierte Kristallisation konnte das Nitrobenzol rein dargestellt werden, daß der Übergangswiderstand zwischen den vergoldeten Edelstahl-elektroden der Kerrzelle einige hundert Megohm erreichte. Das Ausgangsmaterial wies einen Widerstandswert von einigen  $k\Omega$  auf.

### 9.3 Projekte

9.3.1 Kupferummantelung von Supraleitern.

Eine Anlage zur galvanischen Verkupferung von Nb-Zr-Draht wurde entworfen und in Versuchen die Voraussetzungen zur kontinuierlichen Bearbeitung von 1200 m geklärt. Die Anlage ist z.Zt. im Bau.

9.3.2 Die noch im Keller des J-Gebäudes installierte Laborgalvanik wird vergrößert und verlegt. Mit der Planung wurde begonnen. Eine automatisch arbeitende Abwasser-Entgiftungsanlage wird an die neue Galvanik angeschlossen.

## 10. Zentralwerkstätten

### 10.1 Mechanische Werkstätten und Schreinerei

Im Laufe des Jahres 1965 erhöhte sich die Zahl der Beschäftigten in diesen Bereichen um 41 % von 51 auf 72 bei 5 Abgängen und 26 Zugängen. Die Personalfluktuation lag im Mittel bei 8 %. Eine neue Kunststoffwerkstatt wurde eingerichtet.

Belegschaftsverteilung auf die Werkstattbereiche per 31.12.1965

Mechanik	27
Feinmechanik	13
Schlosserei und Schweisserei	14
Kunststoffwerkstatt	1
Revision	1
Werkzeuglager und Helfer	5
Arbeitsvorbereitung	3
Auftragsannahme und Werkstattbüro	2
Schreinerei	6
insgesamt	<u>72</u>

Bearbeitung der Fertigungsaufträge

Übertrag von 1964	138 Aufträge
Eingang 1965	769 "
Ausgeführt 1965	826 "
Übertrag von 1965	81 Aufträge

Jahresbilanz der geleisteten Arbeitsstunden

a) Mechanische Werkstätten

Gesamtstunden: 68 847

Abteilung	1	2	3	4	6	7	MPI für extrater. Physik	Lager
Soll in %	35	23	20	12	1	1	3	5
Soll-Stunden	24095	15834	13769	8262	689	689	2066	3443
Ist-Stunden	22482	16362	17396	9252	156	206	1760	1233
%	32.7	23.8	25.3	13.4	0.22	0.28	2.5	1.8

b) Schreinerei

Gesamtstunden: 6 253

Abteilung	1	2	3	4	5	6	7	MPI für extrater. Physik	Lager
Soll in %	35	23	20	12	-	1	1	3	5
Soll-Stunden	2189	1438	1251	750	-	62.5	62.5	188	313
Ist-Stunden	1414	645	924	1270	1096	222	675	8	-
%	22.6	10.3	14.8	20.4	17.5	3.5	10.8	0.1	-

131 der insgesamt in der Arbeitsvorbereitung bearbeiteten 826 Fertigungsaufträge wurden an Fremdwerkstätten vergeben. Die Fertigungskosten dafür betragen DM 599.782,--. Das entspricht bei Ansatz eines mittleren Stundenpreises von DM 17.-- einer Fertigungszeit von etwa 35 200 Stunden. Damit ergibt sich die gesamte vom Institut während 1965 verbrauchte Fertigungszeit mit etwa 110 000 Stunden. Diese Fertigungszeit wurde zu 68 % von der Zentralwerkstätte und zu 32 % von Fremdwerkstätten geleistet.

10.2 Zentrale Elektrowerkstatt

Anzahl der Beschäftigten per 31.12.1965 : 12

Jahresbilanz der geleisteten Arbeitsstunden

Gesamtstunden: 16 543

Abteilung	1	2	3	4	6	7	MPI für extrater. Physik	Lager
vorgegebener Kapazitätsanteil	35%	23%	20%	12%	1%	1%	3%	5%
beanspruchter Kapazitätsanteil	25%	31%	12%	27.5%	-	-	1.5%	3%
Geleistete Arbeitsstunden	4120	5033	1982.5	4556.5	52.5	15	270	513

In der Elektrowerkstatt wurden insgesamt 241 Geräte, vorwiegend Hoch- und Niederspannungsgeräte, Steuerungen, Meß- und Sicherheitseinrichtungen hergestellt. Auf das Jahr 1966 mußten unerledigte Aufträge über etwa 6 000 Arbeitsstunden übertragen werden.

10.3 Zentrale Elektronikwerkstatt

Anzahl der Beschäftigten per 31.12.1965 : 7

Jahresbilanz der geleisteten Arbeitsstunden

Gesamtstunden: 9 406

In dieser Werkstatt werden im größeren Umfange Geräte in Serie gebaut. Diese Geräte gelangen über ein Fertiglager an die Verbraucher.

4 392 Arbeitsstunden wurden für die Fertigung von Seriengeräten aufgewandt und 5 014 Stunden verteilten sich direkt auf die einzelnen Abteilungen.

Abteilung	1	2 + MPI	3	4	6	7	MPI für extrater. Physik
vorgegebener Kapazitätsanteil	35%	23%	20%	12%	1%	1%	3%
beanspruchter Kapazitätsanteil	11.5%	76%	3.5%	8%	-	-	1%
Geleistete Arbeitsstunden	557	3815	153	419	-	-	50

Fertigungsübersicht der Seriengeräte

	intern	extern	bisherige Gesamtproduktion
Triggergerät 3,2 kV	30	-	61
Triggergerät 14 kV	10	30	82
Triggergerät 2x10 Kanal	4	-	18
Impulstrafo 3,2 kV	80	-	319
Impulstrafo 14 kV	30	-	60
Impulsverstärker	-	25	55
Speisegeräte 3,2 kV	15	-	30
Speisegeräte 14 kV	10	30	82
Ladegeräte 2,5 kV	6	-	8
Ladegeräte 34 kV	-	15	30
Ladegeräte 34 kV + Meßkontakte	5	-	10
Hochspannungsgerät 5 kV	-	18	18
Zeitverzögerungsgerät 10 µs	-	10	35
Zeitverzögerungsgerät 100 µs	-	25	111
Zeitverzögerungsgerät 1 ms	-	25	50
Zeitverzögerungsgerät 10 ms	-	25	25
Netzverteiler 220 V	11	-	22
Steckdosenleisten	-	100	300
Pumpensteuerung	-	20	26
Ofensteuerung	5	-	15
Multiplier Meßkopf 4	-	6	6
Stabilisiertes Netzgerät ± 300 V	5	-	5
Multiplier-Kopf für RCA 7265	-	15	15
Bildwandler	9	-	15
	220	344	1 398
Sonstige Geräte	19		

Gesamtwert der über das Fertiglager gelieferten Seriengeräte (Lagerbewegung) DM 327 787.60

Davon entfielen auf die einzelnen Abteilungen:

Abteilung	1	2	3	4	7	MPI für extrater. Physik
Geräte-Wert	DM 113503.60	DM 151648.---	DM 11800.---	DM 50715.---	DM 20.---	DM 61.---
prozentualer Anteil	34.6 %	46.2 %	3.6 %	15.5 %	0.1 %	

GESCHÄFTSFÜHRUNG UND VERWALTUNG

1. Personelle Entwicklung

Die Zahl der Beschäftigten stieg - unter Einschluß der Stipendiaten - im Laufe des Jahres 1965 von 580 Personen auf 729 Personen, also um 149.

Hiervon entfielen auf	<u>Anzahl</u>	<u>%</u>
Wissenschaftliche und wissenschaftlich-technische Kräfte	142	19
Technische Hilfskräfte in den Abteilungen und Werkstätten	376	51
Allgemeine Dienste	136	19
Geschäftsführung und Verwaltung	40	6
Stipendiaten	22	3
Lehrlinge und Zeithilfen	13	2

In dieser Aufstellung sind 20 Bedienstete der Europäischen Atomgemeinschaft und 4 ausländische Gastforscher enthalten; nicht darin erfaßt sind 12 Diplomanden.

Die personelle Entwicklung seit Gründung des Instituts ist in Abb. 34 dargestellt. Die für 1966 angegebenen Zahlen entsprechen dem bereits genehmigten Stellenplan des Wirtschaftsplans 1966, die Zahlen für 1967 den Ansätzen im Vorläufigen Wirtschaftsplan 1967.

2. Baumaßnahmen

Zu Beginn des Berichtsjahres 1965 standen zur Verfügung:

4 Laborhallen (L 1 bis L 4)

2 Werkstatt-Laborgebäude (W 1 und W 2)

Gebäude für allgemeine Dienste (T 1)

Gebäude mit Arbeitsräumen für Wissenschaftler (D 1)

Theoretikerhaus (D 2) mit Hörsaal, Bibliothek und klimatisierten Räumen für die Großrechenanlage IBM 7090

Laborgebäude für die Abteilung Technik (I 1) mit Hochspannungshalle

Zentralwerkstatt und Zentrallager (ZW)

Energiezentrale (EZ)

Heizzentrale (HZ)

3 Baracken

Gesamtnutzfläche: rd. 33.000 m<sup>2</sup>.

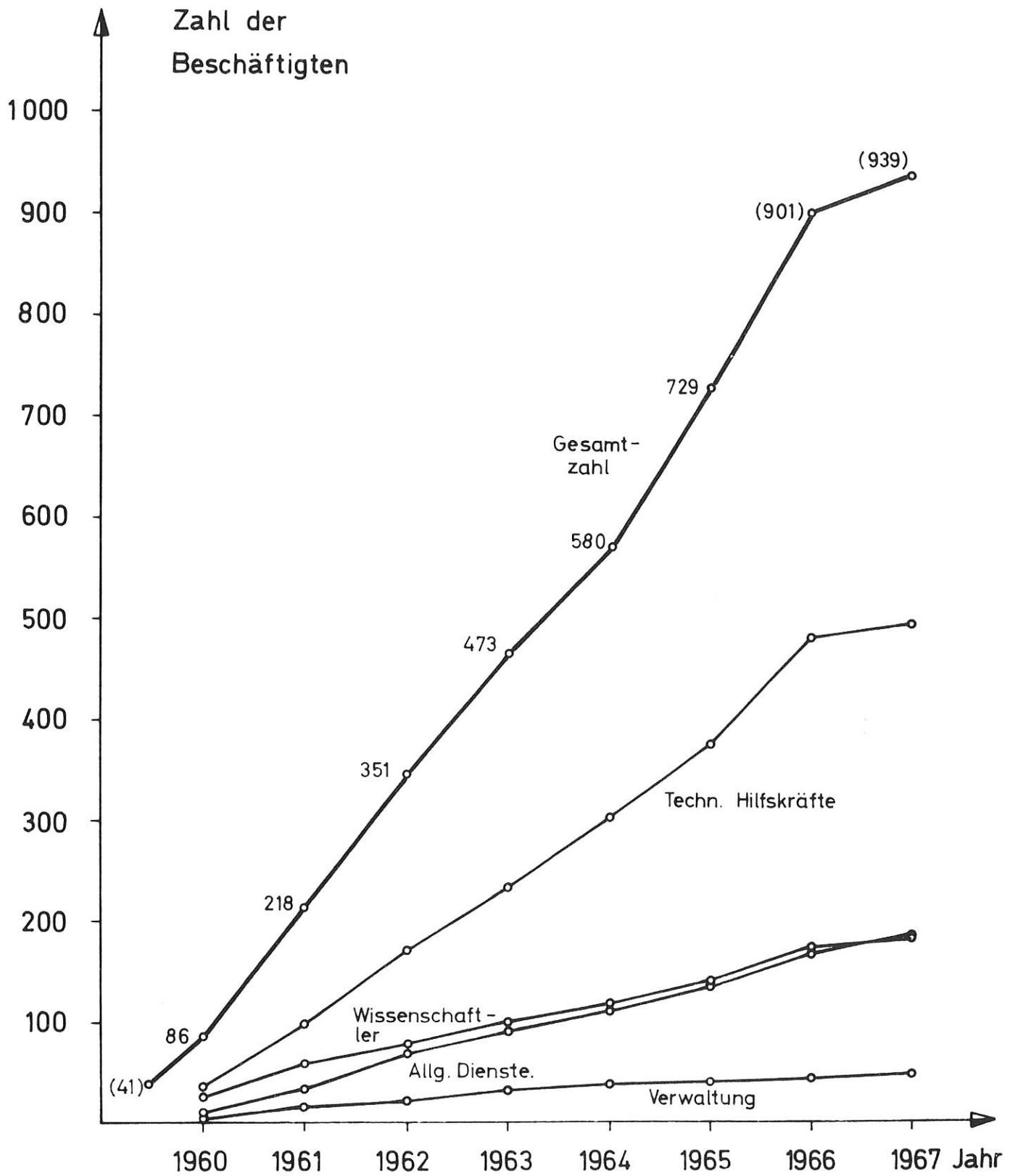


Abb. 34: Personelle Entwicklung

T1  
 D1, D1A, L1, W1, L2  
 L3, W2, L4, D3, L3M  
 L5, L5E  
 D2  
 J1  
 ZW + HO  
 EZ  
 HZ  
 F  
 C  
 Z  
 A  
 X1, X2, X2A, X2B,  
 X2C, X4

Torgebäude  
 Experimentelle Abteilung 1  
 " " 2  
 " " 3  
 Theoretische Abteilung  
 Abteilung Technik  
 Zentralwerkstatt + Zentrallager  
 Energiezentrale  
 Heizzentrale  
 Fahrbereitschaft  
 Kantine  
 Zentralgebäude  
 Dienstwohnungen, Gästezimmer  
 Max-Planck-Institut für  
 Extraterrestrische Physik

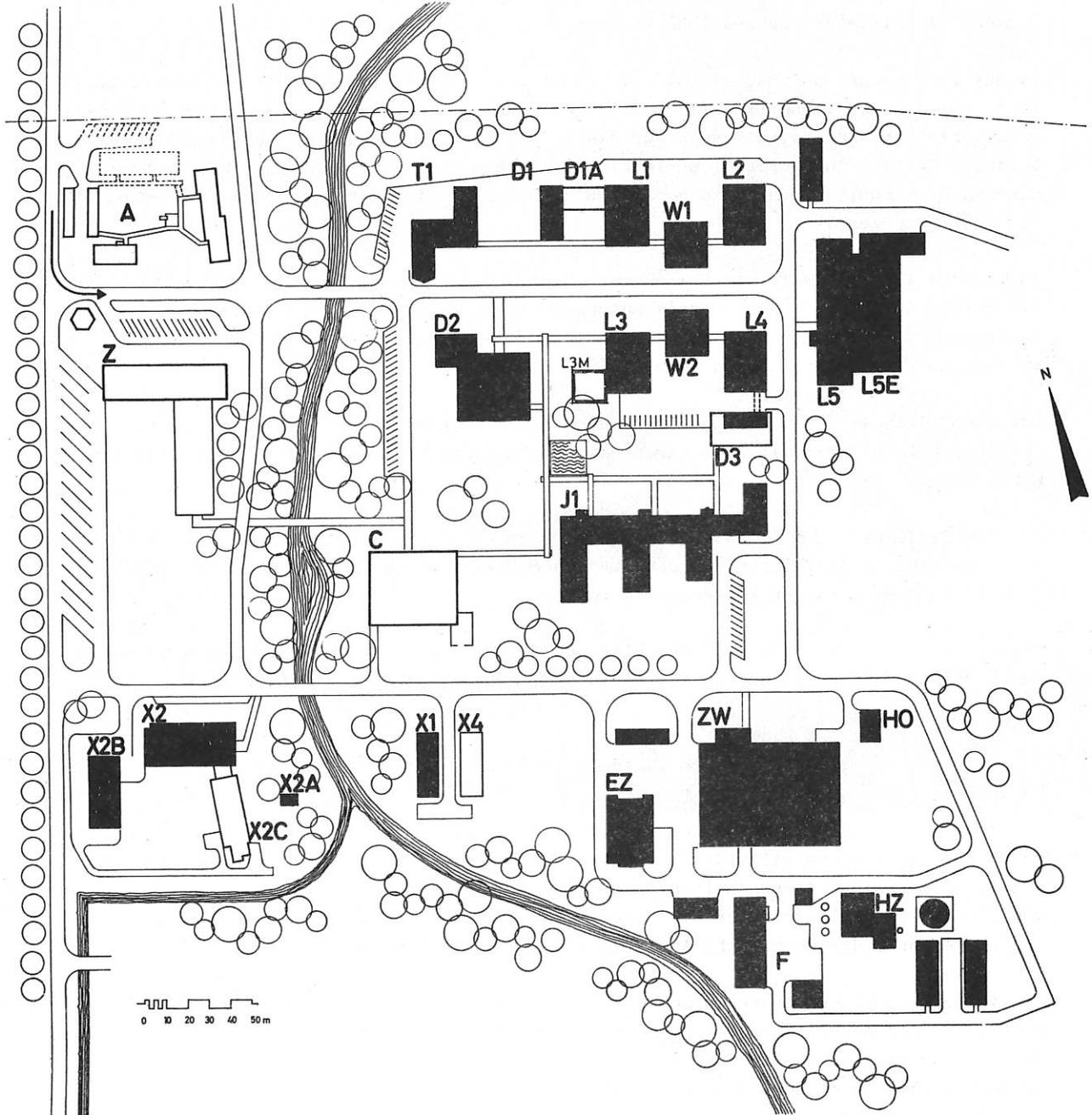


Abb. 35: Lageplan des Instituts für Plasmaphysik

Im Laufe des Jahres 1965 wurden das Laborgebäude für die dritte experimentelle Abteilung (L 5) mit einer Nutzfläche von rd. 2.200 m<sup>2</sup> sowie die im Zusammenhang damit errichtete große Gleichrichterzentrale (L 5 E) fertiggestellt.

Lage und Größe der einzelnen Gebäude sind aus dem Lageplan (Abb. 35) und dem Luftbild (Abb. 36) ersichtlich.

Damit sind die wichtigsten Baumaßnahmen, die unmittelbar den Arbeiten der wissenschaftlichen und technischen Abteilungen des Instituts dienen, im Rahmen der ersten Aufbau-  
stufe abgeschlossen worden.

Am Ende des Berichtsjahres wurden außerdem die Arbeiten für die Fahrbereitschaft aufgenommen, die Mitte des Jahres 1966 abgeschlossen wurden.

Im Mai 1966 begann der Bau eines weiteren Gebäudes mit Arbeitsräumen für Wissenschaftler (D 3) für die Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 2. Der Beginn des Baues der dringend erforderlichen Kantine, die auch für die Versorgung der auf dem Forschungsgelände in Garching tätigen Angehörigen des Instituts für Extraterrestrische Physik, der Technischen Hochschule München und anderer Einrichtungen dient, hat sich durch verschiedene Umstände verzögert.

Vorgesehen ist weiterhin die Errichtung eines Zentralgebäudes, das die Verwaltung und einen Teil der allgemeinen Dienste aufnehmen soll. Diese Einrichtungen sind z.Zt. in zahlreichen bestehenden Gebäuden des Instituts behelfsmäßig untergebracht. Mit der Raumplanung wurde Anfang 1966 begonnen.

Außerdem wurde im Berichtsjahr eine Raumplanung für Dienst- und Gästewohnungen auf dem Institutsgelände erstellt, mit deren Bau voraussichtlich im Winter 1966/67 begonnen werden kann.

Für die Bediensteten des Instituts wurde im Berichtsjahr die Planung für den Bau von 48 Mietwohnungen in Garching durchgeführt. Diese Mietwohnungen werden voraussichtlich Ende 1966 bezogen werden können.

Der Bau weiterer Mietwohnungen und eine nachdrückliche Förderung des Eigenheimbaues ist zur Gewinnung und Erhaltung qualifizierter Mitarbeiter unbedingt erforderlich.

### 3. Organisatorische und finanzielle Entwicklung

Die organisatorische Struktur des Instituts (vgl. Abb. 37) hat sich im Jahre 1965 nicht geändert. Das gleiche gilt für die personelle Zusammensetzung der Gesellschaftsorgane und der Wissenschaftlichen Leitung. Gegen Ende des Berichtsjahres wurden auf Initiative des Bundes Verhandlungen über die Beteiligung des Bundes und der Länder an der Gesellschaft geführt, die noch nicht abgeschlossen sind.

Die im Jahre 1961 begonnene Zusammenarbeit mit der Europäischen Atomgemeinschaft wurde auch im Berichtsjahr fortgesetzt. Grundlage dafür war zunächst ein zweiter Nachtrag zu dem ersten Assoziationsvertrag, durch den die Zusammenarbeit bis zum 30.6.1965 verlängert wurde. Gegen Ende des Jahres wurde dann ein neuer Vertrag für die Zeit vom 1.1.1965 bis 31.12.1967 abgeschlossen.

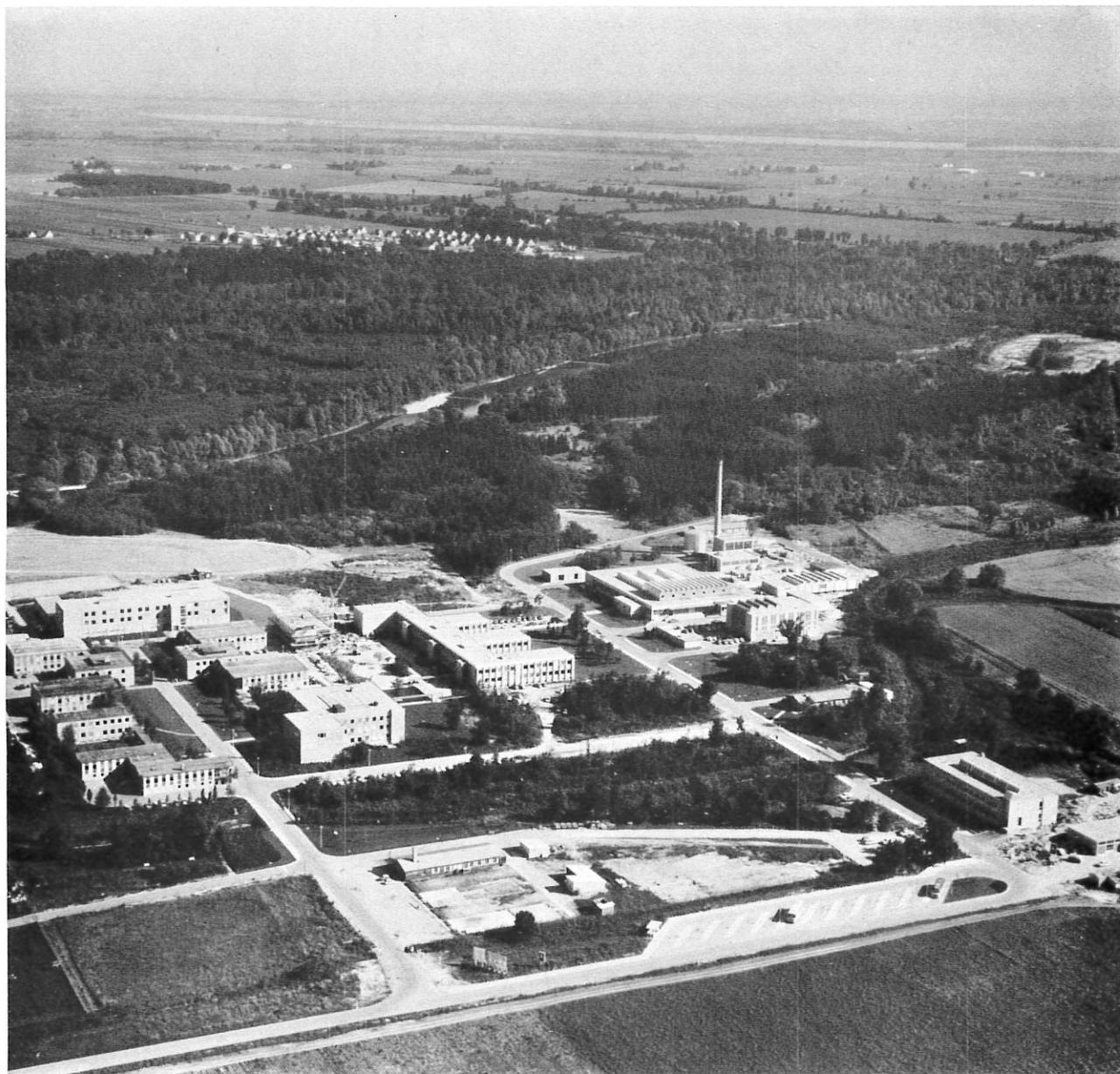


Abb. 36: Luftbild des Instituts für Plasmaphysik von Westen.  
Im Hintergrund die Isar. (Luftbild: Bayerischer  
Flugdienst Haus Bertram München Flughafen Riem;  
Freigabe Reg. v. Obb. G 4/17.805).

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK GMBH, MÜNCHEN-GRACHING

Geschäftsführung:

Dr. Ernst Teischow

Dr. Günter Lehr

Wissenschaftliche Leitung:

Vorsitzer und wissenschaftlicher Direktor:

Prof. Dr. Arnulf Schlüter

Mitglieder: Prof. Dr. Ludwig Biermann, Prof. Dr. Ewald Fünfer, Dr. Gerhard von Gierke, Prof. Dr. Werner Heisenberg, Dipl.-Ing. Karl-Heinz Schmitter, Prof. Dr. Rudolf Wienecke

Exp. Plasmaphysik 1

(Gebäude D 1, L 1, W 1, L 2, B 1)

Direktor: Prof. Dr. Fünfer

Erzeugung von Plasmen hoher Dichte und Temperatur durch schnelle Kompression

a) lineare Konfigurationen (Theta-Pinch)

b) toroidale Konfiguration (M + S und Hexapolefelder) Stabilität, Endverluste, Entwicklungs- und Verbesserungs von Meßmethoden.

Exp. Plasmaphysik 2

(Gebäude L 3, W 2, L 4, D 3)

Direktor: Dr. von Gierke

Toroidale Einschließung bei niederem  $\beta$ , Wechselwirkung Ionen-/Elektronen-Strahl mit einem Plasma, Wechselwirkung von Hochfrequenzfeldern mit einem Plasma; Untersuchungen von thermischen Plasmen; Caesium-Plasma, Jantoprobleme, Festkörperzerstörung, Ultra-hochvakuumtechnik.

Exp. Plasmaphysik 3

(Gebäude L 5, L 5 E)

Direktor: Prof. Dr. Wienecke

Stationäre Hochdruckplasmen, Stoßwellen, Plasmabeschleunigungen und MHD-Generatoren; Mikrowellen, Plasmaerzeugung durch Laserstrahlung.

Technik

(Gebäude I 1)

Direktor: Dipl.-Ing. Schmitter)

Technische Probleme der experimentellen Plasmaphysik (Entwicklung, Konstruktion, Fertigung) auf den Gebieten: Elektronik, Hochspannungstechnik, Vakuumtechnik, Magnetfeldtechnik, Mechanische Technologie, Altemeiner Maschinenbau.

Theorie

(Gebäude D 2)

Direktor: Prof. Dr. Schlüter

Mikroinstabilitäten, kinetische Gleichungen, Magnetohydrodynamik, Wellen und Schwingungen im Plasma, Magnetfeldberechnungen, Auswertung von Meßergebnissen, Rechenanlage IBM 7090, Bibliothek, Dokumentation.

Verwaltung

(Gebäude T 1, D 2, I 1 u.a.)

Leiter: A. Ise

Haushalt und Finanzen, Personalstelle, Beschaffungsstelle.

Allgemeine Dienste

(Gebäude T 1, D 2, F u.a.)

Verantwortlicher Leiter: der Leiter der Verwaltung

Bauverwaltung, Hausverwaltung, Kantine- und Ausgang, Lagerverwaltung, Fahrerbesitzschaft, Boten- und Fernspruchdienst, Bewachung, Wohnungsfürsorge, Kantineverwaltung.

Zentralwerkstatt

(Gebäude Z)

Verantwortlicher Leiter: der Direktor der Abt. Technik

Arbeitsvorbereitung, Mechanische Werkstatt, Feinmechanik, Schlosserei, Schweisserei, Kunststoffwerkstatt, Schreinerei, Elektrowerkstatt, Elektronikerwerkstatt, Betriebswerkstatt, Betriebsingenieur.

Gemeinsame Einrichtungen:

Abb. 37: Organisatorische Struktur des Instituts für Plasmaphysik

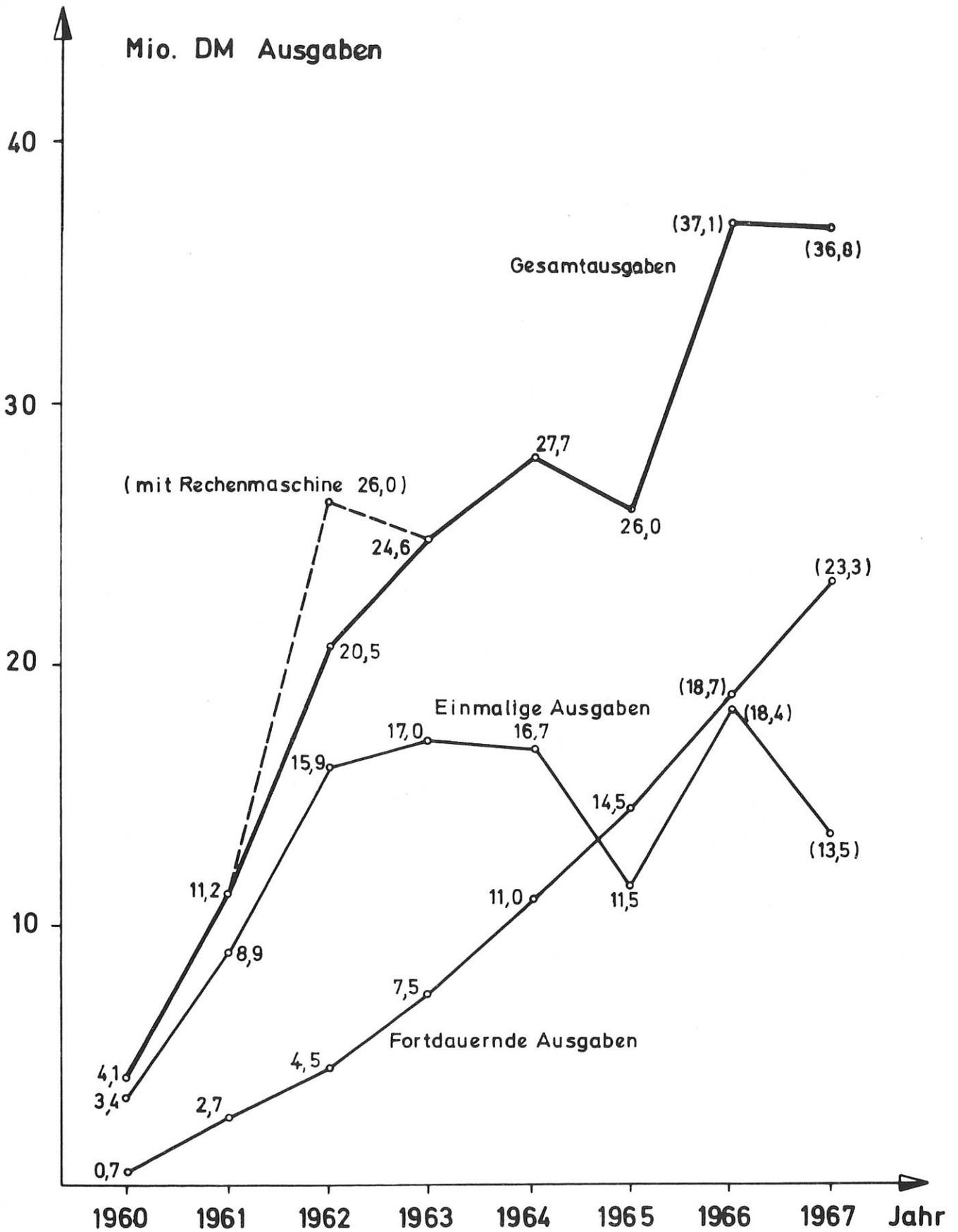


Abb. 38: Entwicklung der Ausgaben

Im Berichtsjahr sind die Abteilungen für experimentelle und theoretische Physik des Max-Planck-Instituts für Physik und Astrophysik ganz in das Institut für Plasmaphysik übergeführt worden. Sie wurden in die bestehenden Abteilungen eingegliedert.

Für die Finanzierung seiner Arbeiten standen dem Institut im Rechnungsjahr 1965 zur Verfügung:

Zuschüsse des Herrn Bundesministers für wissenschaftliche Forschung	14.852.006,58 DM
Zuschüsse der Europäischen Atomgemeinschaft	5.366.941,64 DM
Zuschüsse der Länder über die Max-Planck-Gesellschaft	4.656.847,06 DM
Eigene Einnahmen	1.149.853,05 DM

Davon wurden verwendet für:

Personalausgaben	9.056.180,05 DM
Sachausgaben	2.235.807,41 DM
Allgemeine Ausgaben	3.203.660,83 DM
Einmalige Ausgaben	11.530.000,04 DM

Von den einmaligen Ausgaben entfallen 7.515.904,42 DM auf Baumaßnahmen.

Die gesamte finanzielle Entwicklung seit der Gründung des Instituts ist aus Abb. 38 ersichtlich. Die für 1966 angegebenen Zahlen entsprechen dem genehmigten Wirtschaftsplan 1965, die Zahlen für 1966 den Ansätzen im Vorläufigen Wirtschaftsplan 1967. Die fort-dauernden Ausgaben, die maßgeblich durch die Personalkosten bedingt sind, weisen weiterhin eine stetig steigende Tendenz auf. Demgegenüber sind die einmaligen Ausgaben - vor allem aufgrund wechselnder Aufwendungen bei den Baumaßnahmen - stärkeren Schwankungen unterworfen.

Es wird im wesentlichen vom wissenschaftlichen Fortschritt abhängen, ob und in welchem Umfang weitere Investitionen erforderlich werden. Im gegenwärtigen Zeitpunkt zeichnen sich keine Notwendigkeiten für eine wesentliche Verstärkung der Investitionstätigkeit ab.

Veröffentlichungen

- 1 B. Ahlborn, "Zur Bestimmung von Temperatur und Geschwindigkeit der Plasmaströmung aus einem Plasmabrenner", Z. Naturforsch. 20a, 466 (1965)
- 2 C. Andelfinger, G. Decker, E. Fünfer, A. Heiss, M. Keilhacker, J. Sommer, M. Ulrich, "Isar I - A Fast Megajoule Theta Pinch Experiment with Extremely High Compression Fields", 2nd Conf. Plasma Physics and Contr. Nucl. Fus. Res., CN 21/49, Culham
- 3 E. Barbian, "Untersuchung der harten Röntgen-Strahlung am Theta-Pinch", Z. Naturforsch. 20a, 675 (1965)
- 4 M.J. Bernstein, "Eight Channel Polychromator to Measure Narrow Transient Spectral Profiles in the Ultraviolet", Appl. Optics., im Druck
- 5 E.W. Blauth, E.H. Meyer, "Zur Gasaufzehrung in einer HF-Gasentladung", Z. angew. Phys. 19, 549 (1965)
- 6 E.W. Blauth, "Dynamische Massenspektrometer", Verl. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1965
- 7 E.W. Blauth, G. Venus, "Ein Zweikammer-Ionisationsmanometer", Vortr. 3 Int. Vakuum-Kongr., Stuttgart 1965, im Druck
- 8 F. Boeschoten, G. Cattanei, G. Siller, "Proposal for the Production of High-Temperature Plasmas (HELIOS and HELIOSIS)", Vortr. EURATOM-Symp. on Plasma Phys., Varenna 1964; EURATOM-Mitt. 763.e,f/Kat. 15, Teil I, 67 (1965)
- 9 F. Boeschoten, "Diffusion of Plasma across a Magnetic Field. Recent Experiments and Theories", Invited Paper M5, VIIth Ann. Meet. Plasma Phys. Div. Am. Phys. Soc., San Francisco 1965; Bull. Am. Phys. Soc.
- 10 G. Brederlow, R.T. Hodgson, W. Riedmüller, "Non-Equilibrium Electrical Conductivity and Electron Temperature Measurements in Electric Fields and Crossed Electric and Magnetic Fields", VIth Symp. on Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics, Pittsburgh, 21/22. April 1965
- 11 G. Brederlow, R.T. Hodgson, "Über die Leitfähigkeit und Elektronentemperatur in einem Argon-Kalium-Plasma", Vortr. Tagung des Fachausschusses "Plasma- und Gasentladungophysik" der DPG, München, April 1965
- 12 G. Brederlow, W. Riedmüller, "Messungen der Elektronentemperatur und der Einfluß von Verunreinigungen auf die Elektronentemperaturerhöhung in einem Argon-Kalium-Plasma" Vortr. Tagung des Fachausschusses "Plasma- und Gasentladungophysik" der DPG, München, April 1965
- 13 H. Brinkschulte, H. Muntenbruch, "Interferometrische Untersuchungen an Stoßwellen", Z. Naturforsch. 20a, 196 (1965)
- 14 H. Brinkschulte, H. Muntenbruch, "Zur Erzeugung kurzer steiler Einzelimpulse in Hochstromentladungen", Z. angew. Physik 19, 227 (1965)

- 15 H. Brinkschulte, "Interferometrische Untersuchungen an T-Rohren", Vortr. VIIth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad, August 1965
- 16 Z. Celinski, F.W. Fischer, "Zweidimensionale Analyse von MHD-Generatoren", Vortr. Tagung des Fachausschusses "Plasma- und Gasentladungsphysik" der DPG, München, April 1965
- 17 J. Cooper, H. Herold, M. Keilhacker, D.E. Roberts, "Doppler Shift Measurements to Investigate Plasma Rotation in the Theta Pinch", 2nd Conf. Plasma Physics and Contr. Nucl. Fus. Res., CN 21/54, Culham
- 18 G. Decker, D. Düchs, H. Herold, "Beobachtungen zur Plasmadynamik bei hochfrequenten Theta-Pinch Entladungen", Vortr. München 1965; Abstr. in Phys. Verh. DPG 16, 107 (1965)
- 19 H.F. Döbele, "Messung der Druckerhöhung im Wasserstoffbogen bei überlagertem axialem Magnetfeld", Vortr. Tagung des Fachausschusses "Plasma- und Gasentladungsphysik" der DPG, München, April 1965
- 20 H.F. Döbele, "Experimentelle Untersuchung der radialen Dichteverteilung in einem Wasserstoffbogen mit einem axialen überlagerten Magnetfeld", Vortr. VIIth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad, August 1965
- 21 A. Eberhagen, "Elektromagnetische Strahlung aus Plasmen hoher Temperatur und Dichte", Z. angew. Phys., im Druck
- 22 A. Eberhagen, M.J. Bernstein, H. Hermansdorfer, "Time-Resolved Profile Measurements of Impurity Lines in a Theta Pinch Discharge", Z. Naturforsch., im Druck
- 23 A. Eberhagen, H. Glaser, "Time- and Space-Resolved Electron Densities in a Theta-Pinch at Various Distances along the Discharge Axis", Z. Naturforsch. 20a, 1268 (1965)
- 24 A. Eberhagen, H. Glaser, "Radiale und axiale Abhängigkeit der Elektronendichte zu verschiedenen Zeitpunkten einer Theta-Pinch Entladung", Vortr. München, 1965; Abstr. in Phys. Verh. DPG 16, 108 (1965)
- 25 D. Eckhartt, G. Grieger, M. Hashmi, "Particle Losses of a Cesium Plasma in Toroidal Devices", Vortr. EURATOM-Symp. on Plasma Phys., Varenna 1964; EURATOM-Mitt. 763.e,f/Kat.15, Teil I, 297 (1965)
- 26 D. Eckhartt, G.v.Gierke, G. Grieger, "Comparison of Alkali Plasma Loss Rates in a Stellarator and in a Toroidal Device with Minimum Mean-B Properties", Vortr. 2nd Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fusion Res., CN 21/50, Culham 1965, im Druck
- 27 D. Eckhartt, G. Grieger, M. Hashmi, F.W. Hofmann, A. van Oordt, "Comparison of Density Measurements by Langmuir Probes with Densities Determined by Resonance Fluorescence in a Singly Ionized Barium Plasma", Vortr. VIIth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad, August 1965

- 28 M.R. Feix, K.U.v. Hagenow, "Connection between Correlations and Fluctuations in a Plasma", Phys. Fluids 8, 1565 (1965)
- 29 W. Feneberg, "Transporterscheinung eines vollionisierten Wasserstoffplasmas im Magnetfeld", Vortr. VIIth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad, August 1965
- 30 K. Geißler, "Investigation of the Diffusive Decay of a Plasma Contained in a Conducting Cylinder in the Presence of a Magnetic Field", Vortr. VIIth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad, August 1965
- 31 G.v.Gierke, F.W. Hofmann, W. Lotz, F. Rau, E. Remy, H. Wobig, G.H. Wolf, "A Toroidal Theta-Pinch with Superimposed Multipole Field" Culham, 2nd CPPCN, CN-21/51, (1965)
- 32 G.v.Gierke, "Investigation of the Toroidal Devices with Alkali Plasmas", Invited Paper Q 10, VIIth Ann. Meet. Plasma Phys. Div. APS, San Francisco 1965; Bull. Am. Phys. Soc.
- 33 G.v.Gierke, "Einschließung von Plasmen in toroidalen Konfigurationen", Jahrbuch 1965 der MPG
- 34 G.v.Gierke, "Closed Configurations - A Review after the Second Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Culham 1965", Vortr. Groupe de Liaison FUSION", Fontenay-aux-Roses, Okt. 1965; EURATOM-Mikrofilmbericht Nr. 3814 im Rahmen des Assoziationsvertrages 003-61-1 FUAD
- 35 E. Glock, "A Monochromator of Great Flexibility for Laser Light Scattered by High Temperature Plasmas", Vortr. VIIth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad, August 1965
- 36 R. Gorenflo, "Über Pseudozufallsgeneratoren und ihre statistischen Eigenschaften", Biom. Z. 7, 90 (1965)
- 37 R. Gorenflo, "Funktionentheoretische Bestimmung des Außenfeldes zu einer zweidimensionalen magnetohydrostatischen Konfiguration", Z. angew. Math. Phys. 16, 279 (1965)
- 38 E. Guillino, M. Hashmi, "Influence of Probe Losses in the Ion Density of a Thermal Alkali Plasma in a Magnetic Field", Vortr. VIIth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad, August 1965
- 39 R.S. Harp, "The Dispersion Characteristics of Longitudinal Plasma Oscillations Near Cyclotron Harmonics", Vortr. VIIth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad, August 1965
- 40 R.S. Harp, "Propagation of Longitudinal Plasma Oscillations Near Cyclotron Harmonics", Vortr. DPG-Tagung München 1965; Abstr. Phys. Verh. DPG 5, 70 (1965); Appl. Phys. Lett. 6, 51 (1965)
- 41 U. Heidrich, "Energiebilanz eines Wasserstoffbogens in axialem Magnetfeld", Z. Naturforsch. 20a, 475 (1965)

- 42 H. Hermansdorfer, "Elektronendichtemessungen mit einer Mikrowellen-Reflexions-sonde", Vortr. München 1965; Abstr. in Phys. Verh. DPG 16, 118 (1965)
- 43 W. Herrmann, "Investigation of a Beam Plasma: The Energy Loss of the Beam and the Stability of the System", Vortr. VIIth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad, August 1965
- 44 F. Hertweck, "Momentengleichung eines Plasmas und Onsager-Relationen", Z. Naturforsch. 20a, 1256 (1965)
- 45 F. Hertweck, "Anwendung der 13-Momenten-Näherung auf das Problem der Run-Away-Elektronen", Z. Naturforsch. 20a, 1260 (1965)
- 46 F. Hertweck, "Allgemeine 13-Momente-Näherung zur Fokker-Planck-Gleichung eines Plasmas", Z. Naturforsch. 20a, 1243 (1965)
- 47 H. Hora, "Über stimulierte Rekombination in der Halbleiteranode einer Entladungsdiode", Phys. Status Solidi 8, 197 (1965)
- 48 H. Hora, "Concerning Stimulated Recombination in a Semiconductor Anode of a Discharge Diode", Z. angew. Math. Phys. 16, 98 (1965)
- 49 H. Hora, "Calculations of Laser Excitation in a GaAs Anode by Slow Electrons", Z. Naturforsch. 20a, 543 (1965)
- 50 J. Junker, "Spektroskopische Bestimmung der Temperatur- und Dichteprofile beim toroidalen Theta-Pinch". Frühjahrstagung der DPG - München, Phys. Verhandl. DPG 5, 65 (1965)
- 51 W.H. Kegel, "Zur Frage der Beeinflussung des Strahlungstransportes durch kollektive Effekte", Z. Astrophysik 61, 232-236 (1965)
- 52 W.H. Kegel, "Light Mixing and the Generation of the Second Harmonic in a Plasma in an External Magnetic Field", Z. Naturforsch. 20a, 793 (1965)
- 53 A. Knobloch, M. Ulrich, "Inbetriebnahme einer 1,5-MWs Stoßstromanlage im Institut für Plasmaphysik in Garching", ETZ B 17 (1965) H. 6, S. 136
- 54 M. Kornherr, "Spektrometrische Messungen der weichen Röntgenstrahlung an einem Theta-Pinch", Vortr. München 1965, Abstr. Phys. Verh. DPG 16, 108 (1965)
- 55 H.J. Kunze, "Messung der lokalen Elektronentemperatur und Elektronendichte in einem Theta-Pinch mittels der Steuerung eines Laserstrahls", Z. Naturforsch. 20a, 801 (1965)
- 56 H.J. Kunze, "Lichtstreuung in Plasmen als diagnostisches Hilfsmittel", Vortr. Tagung der DPG München (1965)
- 57 H.J. Kunze, E. Fünfer, H. Röhr, "Electron Temperature Measurements in a Megajoule Theta Pinch by Light Scattering", Phys. Letters 19, 11 (1965)
- 58 F.P. Küpper, E. Fünfer, "Doppler Shift of Ruby Laser Light by Means of a Kerr Cell Traveling Wave Line", Phys. Letters 19, 486 (1965)

- 59 G. Lisitano, "Production of a High-Frequency Plasma Using a Slotted Cylinder System", Vortr. VIIth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad, August 1965
- 60 G. Lisitano, "Automatic Phase-Measuring System for an 8-mm Carrier Wave and its 4-mm Harmonic", Rev. Sci. Instr. 36, 364 (1965)
- 61 W. Lotz, F. Rau, E. Remy, G.H. Wolf, "Experimentelle Untersuchungen von toroidalen Gleichgewichtskonfigurationen eines Wasserstoff-Plasmas mit hohem  $\beta$ ." Frühjahrs-tagung der DPG - München, Phys. Verhandl. DPG 5, 66 (1965)
- 62 W. Lotz, F. Rau, E. Remy, H. Wobig, G.H. Wolf, "Plasma Losses in a Toroidal Theta-Pinch with Superimposed Hexapole", VIIth Annual Meeting of the American Phys. Society, San Francisco (1965)
- 63 C. Mahn, H. Ringler, "Messungen an einem stationären Wasserstoffbogen mit Strömung in einem axialen Magnetfeld", Vortr. VIIth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad, August 1965
- 64 W. Makios, H. Muntenbruch, "Mikrowelleninterferometrie an elektromagnetisch erzeugten Stoßwellen", Z. Naturforsch. 20a, 870 (1965)
- 65 W. Makios, "Mikrowellenuntersuchungen an T-Rohr-Stoßwellen mit einem 4 mm-Interferometer von extrem kleiner Raumauflösung", Vortr. VIIth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad, August 1965
- 66 W. Makios, "Microwave Interferometer Measurements of the Electron Density Distribution behind Shock Front and Discharge Plasmas", Vortr. AGARD-Tagung, Pisa, September 1965
- 67 H. Muntenbruch, "Zum Bau von Drehspiegelkamas großer Lichtstärke", Z. angew. Physik 19, 247 (1965)
- 68 W. Nässl, "Registrierung schnell veränderlicher optischer Linienprofile mit Bildwandler und SEV", Z. angew. Phys. 19, 238 (1965)
- 69 B. Oswald, P. Krüger, "Untersuchungen an supraleitenden Spulen aus Nb Zr - Draht in Helmholtzanordnung", Vortr. Frühjahrs-tagung der DPG - Würzburg, Phys. Verhandl. DPG 5, 49, (1965)
- 70 W. Ott, "Potential Distribution near the Surface of a Cesium Plasma Emitter and of Probes", Vortr. VIIth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad, August 1965
- 71 G. Peter, "Messung des HF-Stromes zur Resonanz-Sonde in einem thermischen Caesium-Plasma", Vortr. DPG-Tagung München 1965; Abstr. Phys. Verh. DPG 5, 70 (1965)
- 72 E. Rebhan, "Elektromagnetische Erzeugung von Stoßwellen", Vortr. Tagung des Fach-ausschusses "Plasma- und Gasentladungsphysik" der DPG, München, April 1965
- 73 E. Rebhan, "Wechselwirkung von Stoßwellen mit elektromagnetischen Feldern", Vortr. VIIth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad, August 1965

- 74 W. Riedmüller, M. Salvat, "Bestimmung der Elektronentemperatur mit Hilfe der Linienumkehrmethode", Vortr. VIIth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad, August 1965
- 75 A. Salat, A. Schlüter, "Plasma Diagnostics by Non-Linear Resonant-Angle Scattering", Phys. Letters 14, S. 106 (1965)
- 76 A. Salat, "On Nonlinear Resonant Light Mixing in Plasmas", Phys. Letters 15, S. 139 (1965)
- 77 A. Salat, A. Schlüter, "Plasmadiagnostik durch nichtlineare Resonanzwinkelstreuung", Z. Naturforsch. 20a, 458 (1965)
- 78 A. Salat, "Lichtmischung in endlichen Plasmavolumen", Z. Naturforsch. 20a, 689 (1965)
- 79 A. Schlüter, "Fusionsforschung in Europa", Jahrbuch 1964, Max-Planck-Gesellschaft
- 80 A. Schlüter, D. Lortz, F. Busse, "On the Stability of Steady Finite Amplitude Convection", J. Fluid Mech. 23, 129 (1965)
- 81 P.P.J.M. Schram, W.H. Kegel, "Radial Distribution Functions in a Two-Component Plasma", Phys. Fluids 8, 1356 (1965)
- 82 O. Theimer, "Average Electrostatic Energy of Charged Particles in Very High Density Plasmas", Phys. Fluids, im Druck
- 83 O. Theimer, P. Kepple, "Potential of Average Force in High Density Plasmas", Phys. Review, im Druck
- 84 O. Theimer, P. Kepple, "Statistical Mechanics of Bound Electrons (Atoms) in a Plasma", Phys. Review, im Druck
- 85 O. Theimer, "Statistical Mechanics of Stationary Non-Equilibrium Plasmas", Annals Phys., im Druck
- 86 O. Theimer, "High Density Corrections to the Scattering Cross Section of a Plasma", Physics Letters, im Druck
- 87 O. Theimer, "Verallgemeinerung von Klein's Theorem für Plasmen beliebiger Dichte und Temperatur", zur Veröffentl. Z. Naturforsch.
- 88 G. Venus, "Ein Zweikammer-Ionisationsmanometer", Diplomarbeit TH München 1965
- 89 H. Vernickel, "Messung der Änderung der Austrittsarbeit im Feldelektronenmikroskop mit einer Wechselstrommethode", Z. angew. Phys. 19, 498 (1965)
- 90 H. Vernickel, "Ion Bombardment of Tungsten by Inert-Gas Ions and Subsequent Adsorption of Oxygen as Observed in the Field Emission Microscope", Vortr. 3. Int. Vakuum-Kongr., Stuttgart 1965
- 91 K. Weinhardt, "Microwave Propagation in the Overdense Magnetoplasma of a Hollow-Cathode Arc Discharge", Vortr. VIIth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad, August 1965

- 92 S. Witkowski, "Druckerhöhung in der zylindersymmetrischen Lichtbogensäule bei überlagertem axialem Magnetfeld", Z. Naturforsch. 20a, 463 (1965)
- 93 H. Wulff, "Production and Behaviour of a Magnetically Stabilized High-Density High-Temperature Plasma", Vortr. VIIth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad, August 1965

E. Berkl (Editor): "Proceedings of the 3<sup>rd</sup> Symposium on Engineering Problems in Thermonuclear Research"

Laborberichte

- IPP 1/32 M. Kornherr, "Entwicklung eines Röntgenspektrometers und der zugehörigen Nachweismethoden für weiche Röntgenstrahlen"
- IPP 1/33 H. Gratzl, "Die Strahlung eines zylindersymmetrischen Plasmas mit axialem  
6/32 Magnetfeld im Bereich der Plasmafrequenz"
- IPP 1/34 E. Glock, K. Hübner, "Die spektrale Leuchtdichteverteilung entlang der Achse eines Theta-Pinches bei ungestörter Spulengeometrie"
- IPP 1/35 R. Beck, "Entwicklung einer Laserbeleuchtung für das Mach-Zehnder Interferometer"
- IPP 1/36 P. Merkel, "Feldfreie Plasmakonfigurationen im Gleichgewicht mit ebenen Magnetfeldern"  
6/36
- IPP 1/37 H. Hermansdorfer, "Messung hoher Elektronendichten mit einer neuartigen Mikrowellen-Reflexionssonde an einem linearen z-Pinch"
- IPP 1/38 H. Glaser, "Radiale und axiale Abhängigkeit der Elektronendichte zu verschiedenen Zeitpunkten einer Theta-Pinch Entladung"
- IPP 1/39 A. Eberhagen, "Elektromagnetische Strahlung aus Plasmen hoher Temperatur und Dichte"
- IPP 1/40 D. Combecher, "Anwendbarkeit elektrischer Sonden in heißen Plasmen"
- IPP 1/41 A. Eberhagen, M.J. Bernstein, H. Hermansdorfer, "Time-Resolved Profile Measurements of Impurity Lines in a Theta-Pinch Discharge"
- IPP 1/42 H. Zietemann, "Entwicklung eines Laser-Verstärkers und seine Anwendung in der Plasma-Diagnostik"
- IPP 2/37 H. Vernickel, "Messung der Kenngrößen einer Feldemissionsstrecke mit einer Wechselstrommethode: Genauigkeit und praktische Durchführung"
- IPP 2/38 E. Guillino and M. Hashmi, "Influence of Probe Losses on the Ion Density of a Thermal Alkali Plasma in a Magnetic Field"
- IPP 2/39 E.W. Blauth und G. Venus, "Ein Zweikammer-Ionisationsmanometer"
- IPP 2/40 H. Vernickel, "Über den Einfluß eines Ionenbeschusses auf Struktur und Sorptionseigenschaften von Wolfram-Oberflächen. Beobachtungen mit dem Feld-Elektronenmikroskop"
- IPP 2/41 R. Gorenflo, M.G. Pacco, B.M.U. Scherzer, "Monte-Carlo-Simulation der  
6/46 Strömung eines KNUDSEN-Gases unter Berücksichtigung der Verweilzeit"
- IPP 2/42 G. Cattanei, "Measurement of the Anisotropy in the Radial Neutral Gas Pressure"
- IPP 2/43 R.S. Harp, "The Dispersion Characteristics of Longitudinal Plasma Oscillations Near Cyclotron Harmonics"

- IPP 2/44 F. Boeschoten, "HELIOS-Considerations for the Production and Containment of a High-Temperature Plasma"
- IPP 2/45 G. Lisitano, "A Measuring Method for Direct Display of the Transmission and Reflection Coefficients at Millimetre Wavelengths"
- IPP 3/25 W. Makios, "Mikrowelleninterferometrische Messungen der räumlichen Elektronendichtevertelung hinter Stoßfronten und Entladungsplasmen"
- IPP 3/26 Z. Celinski, F.W. Fischer, "Two-Dimensional Analysis of MHD-Generators with Segmented Electrodes"
- IPP 3/27 F. Döbele, "Experimentelle Untersuchung des radialen Druckverlaufs im Wasserstofflichtbogen bei überlagertem axialem Magnetfeld"
- IPP 3/28 E. Rebhan, "Elektromagnetische Erzeugung von Stoßwellen und Wechselwirkung von Stoßwellen in elektromagnetischen Feldern"
- IPP 3/29 W. Ohlendorf, "Über die Möglichkeit, einen MHD-Generator mit reinem Edelgas als Arbeitsmittel zu betreiben"
- IPP 3/30 Z. Celinski, F.W. Fischer, "The Effect of Electrode Size in MHD-Generators with Segmented Electrodes"
- IPP 3/31 W. Riedmüller, "Messungen der Elektronentemperatur in einem Argon-Kalium-Plasma"
- IPP 3/32 St. Ramer, "Besetzung der diskreten Energieniveaus in einem stationären nicht-thermischen Wasserstoffbogen"
- IPP 3/33 B. O'Brien, "Fortpflanzung langsamer Wellen längs eines isotropen, inhomogenen, zylindrischen Plasmas"
- IPP 3/34 H. Kolig, "Magnetfeldsondenmessungen in Plasmen hinter elektromagnetisch erzeugten Stoßwellen"
- IPP 4/20 G. Herppich, "Programmsteuergerät für Schaltkreis-Analogmodelle"
- IPP 4/21 R. Klockenkämper, "Stichprobenverfahren zur Prüfung von Garantiebehauptungen bezüglich des Anteils von Merkmalsträgern in einer Gesamtheit"
- IPP 4/22 W. Amenda, E. Berkl, "Untersuchungen an Materialien für supraleitende Spulen"
- IPP 4/24 J.G. Bäuml, "Zünden von Höchstspannungs-Funkenstrecken mittels Lichttriggerung"
- IPP 4/25 J. Gruber, "Entkoppelungselemente für den Ausgang der 14 kV Triggergeräte"
- IPP 6/32 H. Gratzl, "Die Strahlung eines zylindersymmetrischen Plasmas mit axialem  
1/33 Magnetfeld im Bereich der Plasmafrequenz"

- IPP 6/33 A. Kovetz, "Der Einfluß von Rotation und Magnetfeldern auf die Wärmestabilität einer Flüssigkeitskugel"
- IPP 6/34 W. Kegel, "Kurven zur Bestimmung von Plasmaparametern durch Lichtstreuexperimente"
- IPP 6/35 O. Badr, "Einschließung eines Plasmas im dynamischen Gleichgewicht im toroidalen z-Pinch"
- IPP 6/36 P. Merkel, "Feldfreie Plasmakonfigurationen im Gleichgewicht mit  
1/36 ebenen Magnetfeldern"
- IPP 6/37 M.R. Feix, K.U.v.Hagenow, "Connection between Correlations and Fluctuations in a Plasma"
- IPP 6/38 A. Schlüter, "On the Dynamics of a Toroidal  $\theta$ -Pinch"
- IPP 6/39 A. Schlüter, "General Interchange Instability"
- IPP 6/40 H. Völk, "Erhaltungsgrößen und mikroskopische Stabilität des Plasmas"
- IPP 6/41 R. Gorenflo, A. Schlüter, "Ebene magnetohydrostatische Gleichgewichte mit Innenfeld"
- IPP 6/42 R. Gorenflo, H. Welter, "Berechnung des zweidimensionalen Magnetfeldes einer geraden Anzahl von Ioffe Stäben mittels komplexer Analysis"
- IPP 6/43 J.E. McCune, "Three-Dimensional Normal Modes of a Vlasov Plasma With and Without Magnetic Field"
- IPP 6/44 W. Lünow, M. Tutter, "Streuung elektromagnetischer Wellen an Plasma-zylindern"
- IPP 6/45 A. Schlüter, "A Theory of Solar Corpuscular Emission"
- IPP 6/46 R. Gorenflo, M.G. Pacco, B.M.U. Scherzer, "Monte-Carlo-Simulation der  
2/41 Strömung eines KNUDSEN-Gases unter Berücksichtigung der Verweilzeit"
- MPI-PAE/P1 1/65 H. Bialas, "Bestimmung der M+S-Spulenform durch ein Analogexperiment"
- MPI-PAE/P1 4/65 G.v.Gierke, W. Lotz, F. Rau, G.H. Wolf, E. Remy, "Vorläufige Ergebnisse über das Verhalten eines Plasmas mit hohem  $\beta$  im toroidalen Magnetfeld mit überlagertem Multipolfeld"
- MPI-PAE/P1 6/65 D. Eckhartt, G.v.Gierke, G. Grieger, "A Toroidal Device with Meridian Magnetic Confining Field of  $\nabla_{\mathbf{p}} \cdot \nabla_{\mathbf{q}} \int \frac{d\mathbf{e}}{B} > 0$ -Properties"
- MPI-PAE/P1 11/65 W. Lotz, F. Rau, E. Remy, "Betrachtungen zur Bewegung eines toroidalen Plasmas im Magnetfeld"
- MPI-PAE/P1 20/65 F. Karger, "Ladungsträgerverluste in einem schwach ionisierten stationären Gleichstromplasma im toroidalen Magnetfeld"

This report is to be treated as strictly confidential.

The 'Institut für Plasmaphysik' holds the exclusive rights of publication, mimeographing, propagation and translation into foreign languages of the original text, inclusive of the drawings, wholly or partially; also of excerpts or résumés, as well as of the technical or scientific contents of this report. Exceptions to these restrictions require written permission.

Furthermore, the 'Institut für Plasmaphysik' reserves the right of exclusive exploitation of the information contained in this report, for the purpose of obtaining protective industrial rights, particularly patent and utility patent rights at home and abroad. Actions of exploitation taken on the basis of the knowledge gained from this report cannot be regarded as grounds for obtaining the right of prior use ('Vorbenutzungsrecht') according to article 7 paragraph 1, first sentence of the German Patent Law. The reader is referred to article 5 of the Patent Law. For reasons stipulated by the Patent Law, the report must not be exhibited in public libraries, or lent out indiscriminately.

The Institute does not guarantee that the information given in this report is free from protective rights, such as patent rights, utility patent rights or trade-mark rights.

No guarantee is given in respect of the accuracy, completeness or usefulness of the information contained in this report. Thus, no liability can be accepted for damage resulting from use of the information, or of the apparatus, methods and procedures described.

