

Entstehung und Eigenschaften  
des Halo bei Pinch - Plasmen

Jürgen Freund

IPP 1/125

Februar 1972

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**

**GARCHING BEI MÜNCHEN**



**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**  
**GARCHING BEI MÜNCHEN**

Entstehung und Eigenschaften  
des Halo bei Pinch - Plasmen

Jürgen Freund

IPP 1/125

Februar 1972

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



(in German)

February 1972

Abstract

In pinch discharges a second plasma region outside the central plasma column [1,2,3,4] has been observed, which is called halo in some of the literature [1,2]. This surrounding plasma was investigated in the experiments with the 5.4 m long compression coil in the ISAR I linear theta pinch because there it appears highly pronounced.

The development of the discharge was observed side-on (stereoscopic) with image converters and a streak camera. It appears possible to resolve the space-time behaviour of the plasma, especially in the dynamic phase of the discharge, by using high-speed color reversal film (streak camera). Furthermore, the smear pictures show that after 6-8  $\mu\text{sec}$  the halo region is frozen into the external magnetic field, that is, from this time the halo is characterized by a high electrical conductivity. The boundary layer of the halo follows a magnetic flux tube.

The parameters of the halo, such as electron density  $n_e$ , atomic temperature  $T_a$ , and ion temperature  $T_i$ , were determined spectroscopically as a function of time and location from the broadening of the deuterium Balmer lines. These measurements show that the halo is formed by a nearly pressureless ( $n_e < 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ) and cold ( $T_i < 15 \text{eV}$ ) plasma. The absolutely measured line intensities do not allow direct calculation of the electron temperature since the excited levels of the investigated Balmer lines are mainly populated from the ground level. By numerical solution of a system of rate equations describing the change of the population densities of the levels a region for the electron temperature  $5 < T_e < 10 \text{eV}$  can be specified.

Different mechanisms, such as photoionization, ionization by electron impact in a time varying magnetic field, ionizing collisions of high velocity neutral atoms with neutral gas at rest, transport processes in the plasma across the magnetic field, instabilities which may cause the development of the halo, are discussed by means of the experimental results. The considerations lead to the conclusion that the halo region is caused by flute instabilities.



## Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	I
1. Einleitung und Problemstellung	1
2. Experimentelle Anordnung zur Erzeugung und Untersuchung des Plasmas	5
2.1. Erzeugung des Plasmas	5
2.1.1. Theta-Pinch	5
2.1.2. Helisch verformter Theta-Pinch	7
2.2. Diagnostik	8
2.2.1. Gittermonochromator zur Linienprofilmessung	8
2.2.2. Stereoskopische Bildwandler- und Drehspiegelkameraaufnahmen	13
3. Grundlagen der spektroskopischen Messungen	15
3.1. Voraussetzungen für Messungen an Balmerlinien	15
3.2. Spektroskopische Bestimmung der Temperatur und Dichte	21
3.3. Beispiele für Linienverbreiterungsmessungen	26
4. Meßergebnisse	32
4.1. Ergebnisse der Linienprofilmessungen	32
4.2. Ergebnisse der Absolutintensitätsmessungen	45
4.3. Ergebnisse der Bildwandler- und Drehspiegelkameraaufnahmen	52
4.4. Zusammenfassung der Meßergebnisse	58
5. Diskussion von Mechanismen, die zur Entstehung eines Halo führen können, an Hand der Meßergebnisse	59
5.1. Strahlenionisierung	59
5.2. Ionisation durch Elektronenstoß im zeitlich veränderlichen Magnetfeld $B_z(t)$	65



	Seite
5.3. Ionisierungsstöße schneller Neutralgasatome mit ruhendem Neutralgas	70
5.4. Transportvorgänge im Plasma senkrecht zum Magnetfeld	71
5.5. Entstehung des Halo durch Instabilitäten	74
6. Literaturnachweis	86



## Zusammenfassung

Bei Pinchentladungen tritt außerhalb der zentralen Plasmasäule ein zweiter Plasmabereich auf [1, 2, 3, 4], der in einem Teil der Literatur [1, 2] als "Halo" bezeichnet wird. Dieses Außenplasma, wie es bei den Experimenten mit der 5.4 m langen Kompressionsspule an der linearen Theta-Pinch-Anlage ISAR I besonders ausgeprägt auftritt, wird untersucht.

Der Entladungsablauf wird mit Bildwandlern und Drehspiegelkamera in "side-on"-Beobachtung (u.a. stereoskopisch) festgehalten. Es zeigt sich, daß das raum-zeitliche Verhalten des Plasmas vor allem in der dynamischen Phase durch Verwendung hochempfindlichen Farbpositiv-Filmmaterials (bei Drehspiegelkameraaufnahmen) aufgelöst werden kann. Weiterhin ergeben die Aufnahmen, daß der Halobereich ab etwa 6-8  $\mu\text{sec}$  im äußeren Magnetfeld eingefroren ist, d.h. eine hohe elektrische Leitfähigkeit besitzt. Der Halorand folgt dann einer magnetischen Flußröhre.

Die Parameter des Halo, wie Elektronendichte  $n_e$  und Atomtemperatur  $T_a$  bzw. Iontemperatur  $T_i$ , werden spektroskopisch aus der Verbreiterung der Deuteriumbalmerlinien als Funktion der Zeit und des Beobachtungsortes ermittelt.

Diese Messungen ergeben, daß der Halo von einem nahezu "drucklosen" ( $n_e < 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) und kalten ( $T_i < 15 \text{ eV}$ ) Plasma gebildet wird. Die absolut gemessenen Linienintensitäten lassen keine direkte Berechnung der Elektronentemperatur zu, da die Ausgangsniveaus der untersuchten Balmerlinien

## II

im wesentlichen vom Grundzustand aus besetzt werden. Über die numerische Lösung eines Systems von Ratengleichungen, das die Änderung der Besetzungsdichten der Niveaus beschreibt, kann für die Elektronentemperatur ein Bereich  $5 < T_e < 10$  eV angegeben werden.

Verschiedene Mechanismen, wie Strahlungsionisierung, Ionisation durch Elektronenstoß im zeitlich veränderlichen Magnetfeld, Ionisierungsstöße schneller Neutralgasatome mit ruhendem Neutralgas, Transportvorgänge im Plasma senkrecht zum Magnetfeld, Instabilitäten, die zur Entstehung des Halo führen können, werden an Hand der Meßergebnisse diskutiert. Die Betrachtungen legen den Schluß nahe, die Entstehung des Halobereichs auf "flute"-Instabilitäten zurückzuführen.



## 1. Einleitung und Problemstellung

Bei Pinchentladungen tritt außerhalb der eigentlichen Plasmasäule ein zweiter Plasmabereich auf [1, 2, 3, 4]. Der für diese Erscheinung in einem Teil der Literatur [1, 2] verwendete Begriff "Halo" wird im folgenden auch in dieser Arbeit benutzt.

An der linearen Theta-Pinch-Anlage ISAR I wurde vor allem bei den Experimenten mit der 5.4 m langen Kompressions- spule während des Entladungsablaufs ein besonders ausgeprägtes Außenplasma beobachtet. In der vorliegenden Arbeit sollen an Hand experimenteller Untersuchungen über diesen Halobereich Aussagen gewonnen werden, die als Ausgangspunkt für Betrachtungen über dessen Entstehungsmechanismus und dessen Auswirkungen auf das zentrale Plasmagebiet dienen können.

Die Kenntnis der Eigenschaften und des Verhaltens dieses äußeren Plasmas ist besonders für toroidale Hochbeta-Anordnungen, z.B. Stellarator oder Screw-Pinch von Interesse, da dort das Außenplasma das Gleichgewicht und die Stabilität der zentralen Plasmaregion beeinflusst [3, 4, 5]. Bei Pinchplasmen ist der gaskinetische Druck des Außenplasmas verglichen mit dem der zentralen Säule im allgemeinen so klein, daß dieser Plasmabereich als nahezu drucklos angesehen werden kann [3, 4, 5]. Für Druckgradienten gilt deshalb

in guter Näherung  $\nabla p = 0$ . Besitzt dieses nahezu drucklose Außenplasma eine gute elektrische Leitfähigkeit, so können dort kraftfreie Ströme parallel zum Magnetfeld ( $\vec{j} \times \vec{B} = 0$ ) fließen, die erhebliche Werte annehmen können. Selbstkonsistente Lösungen für derartige Felder mit Strömen parallel zu den Feldlinien sind von Bobeldijk [4] angegeben worden. An Screw-Pinch-Anordnungen fand man theoretisch und experimentell, daß eine derartige Magnetfeldkonfiguration sowohl das Gleichgewicht als auch die Stabilität der Entladung günstig beeinflußt [3, 4, 5].

Zur Untersuchung der Parameter des Halo, Atom- bzw. Ionen-temperatur und Elektronendichte, werden die Profile der Deuterium-Balmerlinien ( $D_{\alpha}$ ,  $D_{\beta}$ ,  $D_{\delta}$ ) zeitlich und örtlich aufgelöst gemessen. Die Bestimmung dieser Haloparameter ließe sich prinzipiell auch an Linien von Verunreinigungen durchführen. Dagegen spricht vor allem, daß keine homogene Durchmischung der Verunreinigungen mit den Deuteronen angenommen werden kann und die Relaxationszeiten für Energieaustausch zwischen Verunreinigungen und Deuteronen zudem auf keine gemeinsame mittlere Energie schließen lassen [6, 7].

Die Absolutintensitäten der Balmerlinien ( $D_{\alpha}$ ,  $D_{\beta}$ ,  $D_{\delta}$ ) werden ebenfalls zeitlich und örtlich aufgelöst gemessen, um daraus die Elektronentemperatur zu berechnen.



Bei Pinchentladungen mit zeitlich rasch zunehmendem Ionisierungsgrad können die tatsächlich vorliegenden Besetzungsdichten der einzelnen Niveaus, die bei Annahme einer LTE-Besetzung (LTE = Local Thermal Equilibrium) [8] erhaltenen Werte übertreffen [9]. Die Ursache hierfür ist in der Überbesetzung des Grundzustands zu sehen, dessen Besetzungsdichte um Größenordnungen über dem LTE-Wert liegen kann. In diesem Fall kann die Elektronentemperatur nicht direkt aus dem Intensitätsverhältnis zweier Linien bzw. dem Gesamtemissionskoeffizienten einer Linie berechnet werden. Treffen die Voraussetzungen für eine starke Abweichung von der LTE-Besetzung auch für den in dieser Arbeit untersuchten Plasmabereich zu, wird die Elektronentemperatur über die numerische Lösung eines Systems von Ratengleichungen [9], das die Besetzungsdichteänderung der Niveaus beschreibt, ermittelt.

Stereoskopische Bildwandler- und Drehspiegelkameraaufnahmen (Schmierbilder) dienen dazu, den dynamischen Verlauf der Entladung zu untersuchen. Im besonderen wird mit Hilfe dieser Aufnahmen überprüft, ob der Halorand einer magnetischen Flußröhre folgt. Trifft letztere Annahme zu, dann besitzt das Haloplasma eine gute elektrische Leitfähigkeit, d.h. es können dort kraftfreie Ströme parallel zum Magnetfeld  $B$  fließen. Zudem ließe die Übereinstimmung der Randzone des Halo mit einer magnetischen Flußröhre Rückschlüsse auf die erzeugte Magnetfeldstruktur zu. Bei einem Teil der

Entladungen wurden mit der Drehspiegelkamera Farbpositiv-  
Aufnahmen angefertigt. Auf Grund des zusätzlichen Farb-  
kontrastes, der von den verschiedenartigen Spektralanteilen  
der aus den einzelnen Plasmabereichen emittierten Strahlung  
herrührt, kann unter anderem eine größere Auflösung der  
Plasmastruktur besonders in der dynamischen Phase des  
Pinches erreicht werden.

Zunächst werden die experimentelle Anordnung zur Erzeugung  
und Untersuchung des Plasmas und die Grundlagen der  
spektroskopischen Messungen beschrieben. Es folgt eine aus-  
führliche Darstellung sowohl der Ergebnisse der Linienprofil-  
und Absolutintensitätsmessungen als auch jener der Bild-  
wandler- und Drehspiegelkameraaufnahmen. Anschließend werden  
verschiedene Mechanismen, die zur Entstehung des Halo  
führen können, an Hand der Meßergebnisse diskutiert.



## 2. Experimentelle Anordnung zur Erzeugung und Untersuchung des Plasmas

### 2.1. Erzeugung des Plasmas

#### 2.1.1. Theta-Pinch

In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten technischen Daten der benutzten Theta-Pinch-Anlage ISAR I zusammengestellt:

Batterieteile	2/6	6/6
Kapazität	1.12 mF	3.35 mF
Gesamtinduktivität	16.5 nH	10.3 nH
Spulenlänge	5.4 m	
Spuleninnendurchmesser	19.6 cm	
Gefäßinnendurchmesser	8.7 - 9 cm	
Max. Ladespannung	30 kV	30 kV
Max. Energie	0.5 MJ	1.5 MJ
Max. Magnetfeld	16 kG	34 kG
Max. Magnetfeldanstieg	$4.1 \cdot 10^9 \frac{\text{G}}{\text{sec}}$	$6.5 \cdot 10^9 \frac{\text{G}}{\text{sec}}$

Die Kompressionsspule wird im Magnetfeldmaximum durch "Crowbar"-Schalter kurzgeschlossen.

In Abb.1 ist zur Übersicht der zeitliche Ablauf der Ströme der einzelnen Entladungen sowie die zugeordnete Bewegung der Plasmasäule (schematisch) wiedergegeben.

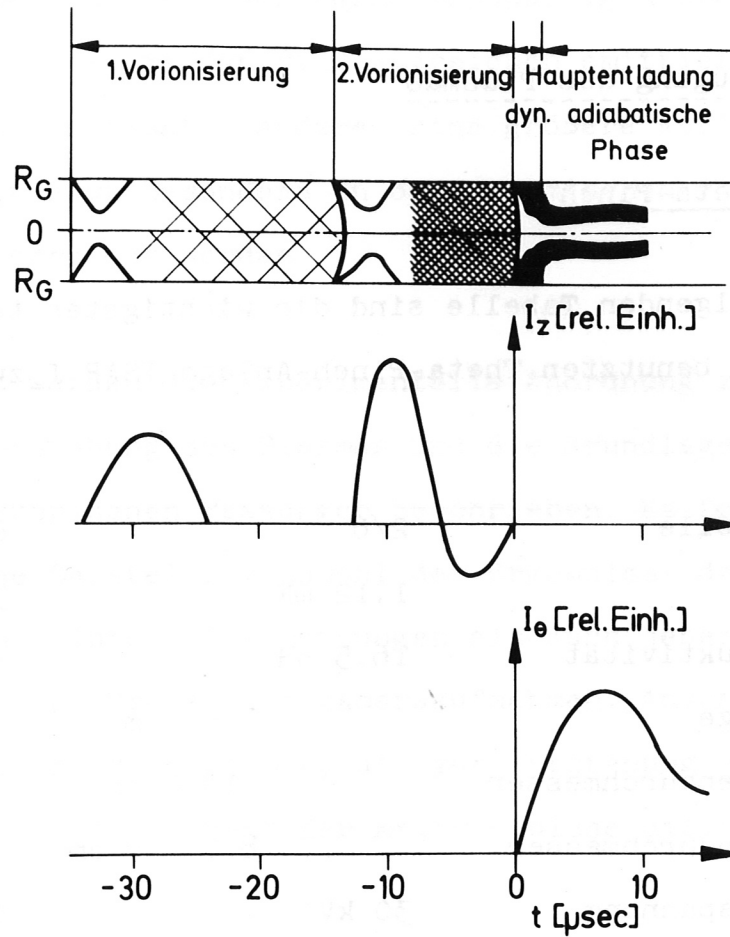


Abb.1 Stromverlauf von Vorionisierung ( $I_z$ ) und Hauptentladung ( $I_\theta$ ) und die zugeordnete Bewegung der Plasmasäule (schematisch).

Nach dem Durchzünden der ersten axialen Entladung (Z-Pinch) (Ladespannung 70 kV, Energie 1.35 kJ, Kreisinduktivität 14  $\mu\text{H}$ ) komprimiert und expandiert das ionisierte Fuellgas. Eine Erhöhung des hier vorliegenden

geringen Anfangsionisierungsgrads wird durch eine zweite Z-Entladung (Ladespannung 105 kV, Energie 2 kJ, Kreisinduktivität 10.5  $\mu$ H), die ebenfalls zu einer Kompression führt, erreicht [10].

Die Hauptbatterie wird nach einem fest vorgebbaren Zeitabstand, bezogen auf den Triggerzeitpunkt der zweiten Vorentladung, über die Theta-Pinch-Spule entladen. An eine schnelle Implosion des Plasmas schließt sich nach Abklingen der Kompressionsschwingungen die Phase der adiabatischen Kompression an.

Die Plasmaentladungen wurden mit Anfangsfülldrücken von 10 und 40 mTorr D<sub>2</sub>, wenige mit Anfangsfülldrücken von 20 mTorr D<sub>2</sub> durchgeführt.

### 2.1.2. Helisch verformter Theta-Pinch

In einem Teil der Experimente wurde eine 5.4 m lange Entladungsspule mit innen helisch gefräster Oberfläche verwendet [11], um einen helisch verformten Theta-Pinch mit 9 Perioden als Vorversuch für ein toroidales Experiment zu erhalten. Die unter 2.1.1. angegebenen Daten der Theta-Pinch-Anlage änderten sich dadurch nur geringfügig. Die Spuleninduktivität erhöhte sich um etwa 2 nH und das maximal erreichbare Magnetfeld erniedrigte sich um nahezu



2 kG. Die zusätzlich auftretenden helischen Felder ergaben  $B_r$ - und  $B_\theta$ -Komponenten, die jedoch die Entladung nicht stark veränderten. Die mit dieser Magnetfeldkonfiguration erhaltenen Ergebnisse sind deshalb mit denen am Theta-Pinch mit innen glatter Kompressionsspule vergleichbar. Der Durchmesser der benutzten Entladungsgefäße betrug 8.7 - 9 cm bzw. 17 cm.

Die Vorionisierung des Füllgases erfolgte auf die gleiche Art wie in 2.1.1. beschrieben. Die Parameter der beiden Vorionisierungen wurden jedoch wie folgt geändert:

1. Vorionisierung		2. Vorionisierung	
Ladespannung	70 kV	Ladespannung	140 kV
Energie	250 J	Energie	500 J
Kreisinduktivität	15 $\mu$ H	Kreisinduktivität	9 $\mu$ H

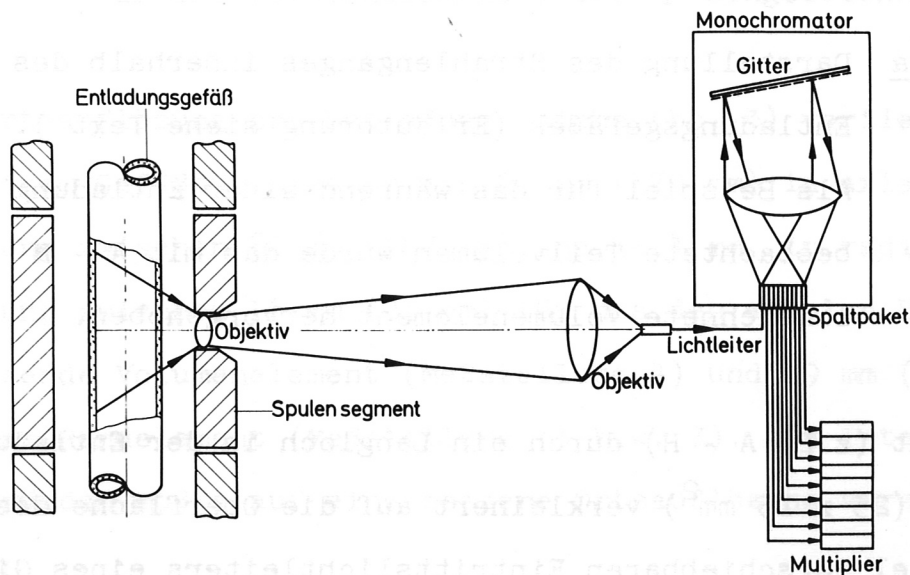
## 2.2. Diagnostik

### 2.2.1. Gittermonochromator zur Linienprofilmessung

Die Elektronendichteverteilung und die Temperaturverteilung der Atome bzw. Ionen wurde spektroskopisch durch Untersuchung der Linienverbreiterungen der Balmerlinien  $D_\alpha$ ,  $D_\beta$  und  $D_\delta$  in transversaler Beobachtung der Plasmasäule ermittelt. Gleichzeitig wurde der zeitliche Verlauf der Absolutintensitäten

der einzelnen Linien gemessen. Inwieweit diese Werte zur Bestimmung der Elektronentemperatur herangezogen werden konnten, ist Abschnitt 3.1. bzw. 4.2. zu entnehmen. Die Beobachtung erfolgte an der Theta-Pinch-Anordnung mit innen glatter Kompressionsspule senkrecht zum Magnetfeld  $B_z$ . Bei den Messungen am helisch verformten Theta-Pinch lagen zusätzliche  $B_r$ - und  $B_\theta$ -Komponenten, etwa eine Größenordnung kleiner als  $B_z$ , vor.

Die optische Meßanordnung ist in Abb. 2 vereinfacht dargestellt.



**Abb.2** Schema der optischen Anordnung für die Linienprofilmessungen.

Der Strahlengang innerhalb des Entladungsgefäßes ist in Abb. 3a dargestellt. Das untersuchte Volumen ist mit 1 - 8 bezeichnet und setzt sich aus sieben Volumenelementen zusammen (siehe Abb. 3b). Während einer Entladung konnte jeweils ein Volumen-

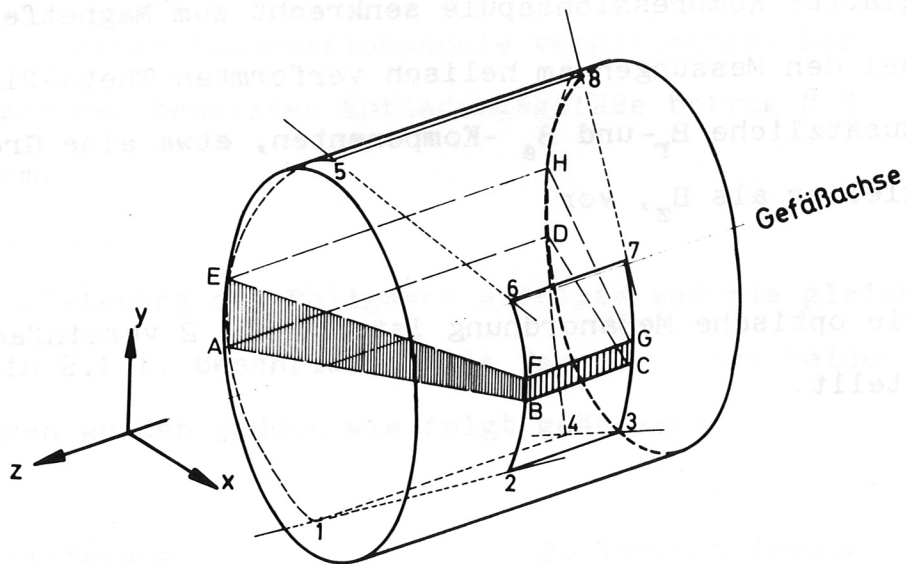


Abb. 3a Darstellung des Strahlenganges innerhalb des Entladungsgefäßes (Erläuterung siehe Text ). Als Beispiel für das während einer Entladung beobachtete Teilvolumen wurde das mit A - H bezeichnete Volumenelement hervorgehoben.

element (z.B. A - H) durch ein Langloch in der Entladungsspule ( $25 \times 15 \text{ mm}^2$ ) verkleinert auf die Oberfläche des parallel verschiebbaren Eintrittslichtleiters eines Gittermonochromators abgebildet werden. Abb. 3b zeigt einen Schnitt senkrecht zur Gefäßachse (Symmetrieebene des Volumens 1 - 8 der Abb. 3a) durch die sieben Volumenelemente. Mit  $\bar{r}$  wird derjenige zwischen der Symmetrieachse eines Volumenelements und der Gefäßachse liegende Y-Achsenabschnitt bezeichnet.



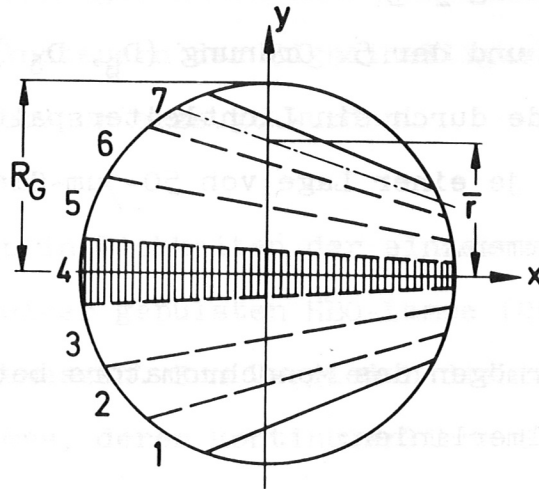


Abb. 3b Schnitt senkrecht zur Gefäßachse durch die  
Volumenelemente (= Meßstellungen) 1 bis 7.

Für das Volumenelement 7 ist  $\bar{r}$  eingezeichnet.

Die Ortsauflösung pro Entladung (siehe Abb. 3) variierte bei einem Gefäßdurchmesser von 90 mm (170 mm) in axialer Richtung zwischen 82 mm (107 mm) und 54.4 mm, in radialer Richtung zwischen 16 mm (21 mm) für das den axialen Bereich umfassende Volumenelement (Meßstellung 4) und 19 mm (36.5 mm) für das Randelement (Meßstellung 1 bzw. 7). Aus Intensitätsgründen mußte auf eine bessere Ortsauflösung verzichtet werden.

Da die untersuchten Linien eine verschiedene Verbreiterung besitzen und eine gute Wellenlängenauflösung der Linienprofile erreicht werden sollte, wurde ein Gittermonochromator

in Littrow-Anordnung [12] verwendet. Das Gitter wurde in der 4. Ordnung ( $D_\alpha$ ) und der 5. Ordnung ( $D_\beta$ ,  $D_\delta$ ) betrieben. Das Linienprofil wurde durch ein Lichtleiterspaltpaket mit neun Spalten, die aus je einer Lage von 50- $\mu$ m-Glasfasern bestanden, aufgenommen.

Das Auflösungsvermögen des Monochromators betrug für die Messungen der Balmerlinien:

$D_\alpha$	(4. Ordnung)	$\Delta\lambda = 0.32 \text{ \AA} / \text{Kanal}$
$D_\beta$	(5. Ordnung)	$\Delta\lambda = 0.29 \text{ \AA} / \text{Kanal}$
$D_\delta$	(5. Ordnung)	$\Delta\lambda = 0.33 \text{ \AA} / \text{Kanal}$

Mit einer sehr scharfen Spektrallinie, wie sie z.B. ein Gaslaser emittiert, wurde das Apparateprofil des Monochromators experimentell ermittelt und ergab bei gleicher Breite von Eintritts- und Austrittskanälen ein Dreieck, dessen Halbwertsbreite etwa einer Kanalbreite entsprach. Bei der Auswertung der gemessenen Linienprofile wurden die dazugehörigen Apparateprofile berücksichtigt.

Die an der Austrittsseite des Monochromatos auftreffende Strahlung wurde pro Kanal mit einem Photomultiplier nachgewiesen. Bei den Messungen im roten Spektralbereich wurde die Quantenausbeute der S-20-Photokathode des Multipliers durch tangentielle Bestrahlung [13] erhöht. Die zeitliche Zuordnung der Multipliersignale untereinander und zum Ent-

ladungsstrom erfolgte durch zwei Zeitmarken, die durch kurzzeitiges Ansteuern der Signalhelligkeit mit einem Zeitmarkengenerator erzeugt wurden.

Die Relativempfindlichkeiten der einzelnen Meßkanäle wurden zunächst mit einer gepulsten HBO-Lampe (Quecksilberhöchst-drucklampe) gemessen. Zum Vergleich diente eine geeichte Wolframbandlampe, deren kontinuierliche Strahlung mit einem Chopper periodisch unterbrochen, ebenfalls eine Impuls-eichung und gleichzeitig auch eine Absoluteichung lieferte. Zwischen beiden Eichverfahren bestand im allgemeinen gute Übereinstimmung. Aus Gründen der besseren Reproduzierbarkeit der Anfangsbedingungen wurde im weiteren Verlauf der Messungen die Wolframbandlampe für Eichungen verwendet. Bei der Berechnung der reduzierten Strahlungsdichte wurde für das Wolframband das relative Emissionsvermögen von de Vos [14] benutzt.

### 2.2.2. Stereoskopische Bildwandler- und Drehspiegelkameraaufnahmen

Stereoskopische Bildwandleraufnahmen (Schmierbilder) und zum Teil ebenfalls stereoskopische Drehspiegelkameraaufnahmen (Schmierbilder) dienen dazu, den Verlauf der Entladung fest-zuhalten.



Bei einem Teil der Drehspiegelkameraaufnahmen wurde ein hochempfindliches Farbpositiv-Filmmaterial verwendet und dadurch der Informationsgehalt der Bilder vergrößert. Erst die Farben und der Farbkontrast zeigen die verschiedenen Strukturen, die als Grauwerte bei Benutzung von Schwarzweiß-Filmmaterial der gleichen Empfindlichkeit nur andeutungsweise oder überhaupt nicht zu erkennen sind. So gelang es, das raum-zeitliche Verhalten des Plasmas in der dynamischen Phase, das bei fast allen Bildwandleraufnahmen nicht mehr zu erkennen war, aufzulösen. Zudem wurde der Halobereich in allen Fällen orangerot abgebildet, d.h. die Intensität der Linie  $D_{\alpha}$  ist am größten.

Wesentlich ist auch, daß diesen Aufnahmen der Haloquerschnitt als Funktion der Zeit entnommen werden kann. Damit läßt sich, bei Kenntnis des im Haloplasma vorliegenden Magnetfelds, der zugehörige magnetische Fluß berechnen. Flußkonstanz bedeutet dann, daß der Halobereich eine hohe Leitfähigkeit besitzt, also im Magnetfeld "eingefroren" ist und der Halobereich einer magnetischen Flußfläche folgt.

### 3. Grundlagen der spektroskopischen Messungen

#### 3.1. Voraussetzungen für Messungen an Balmerlinien

Der Plasmabereich außerhalb der eigentlichen Plasmasäule ist als optisch dünn anzusehen, anders ausgedrückt, die pro Volumeneinheit emittierte Strahlungsleistung überwiegt bei weitem die absorbierte. Da somit kein Strahlungsgleichgewicht vorliegt, kann das Plasma sich nicht im vollkommenen thermischen Gleichgewicht befinden. Eine Kenntnis des vorliegenden Gleichgewichtszustandes ist aber Voraussetzung für die Bestimmung der Elektronentemperatur oder der Elektronendichte aus Messungen der absoluten Linienintensitäten bzw. der Ermittlung der Elektronentemperatur aus dem Verhältnis zweier Linienintensitäten. Im allgemeinen wurde bei derartigen Messungen bisher ein lokales thermisches Gleichgewicht (Local Thermal Equilibrium = LTE, siehe [15]) aufgrund der nachstehend angeführten Kriterien vorausgesetzt [16]. Dann ist die emittierte Linienintensität mit der Elektronendichte und der Elektronentemperatur nur über die Saha-Boltzmann-Gleichung verknüpft. Außerdem kann in diesem Fall aus der Halbwertsbreite der Profile Dopplerverbreiteter Linien die Ionentemperatur berechnet werden.

Die wesentlichen Kriterien für eine LTE-Besetzung der Ausgangsniveaus der untersuchten Linien in einem sich zeitlich ändernden optisch dünnen Plasma sind nach Griem [17]:

- 1) Das Niveau muß oberhalb der "collision-limit" liegen. Das bedeutet, daß die herrschenden Besetzungs- und Entvölkerungsprozesse durch Stöße erfolgen.
- 2) Die Relaxationszeit der Besetzungsdichte dieses Niveaus auf ihren LTE-Wert muß kurz sein, verglichen mit der Zeit in der sich die Intensität der beobachteten Linie, die von diesem Niveau ausgehend emittiert wird, ändert.

Die "collision-limit" liegt bei Elektronendichten von einigen  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  und Temperaturen bis etwa 10 eV bei  $n \approx 2$ , so daß nach diesem Kriterium zu urteilen der obere Term von  $D_\alpha$  ( $n = 3$ ) gerade, der von  $D_\beta$  ( $n = 4$ ) und  $D_\delta$  ( $n = 6$ ) sicher mit den freien Elektronen im Gleichgewicht stehen müßte.

Die Relaxationszeitkonstante beträgt nach McWhirter und Hearn [18] für den oberen Term der Balmerlinie  $D_\alpha$  bei einer Elektronendichte von  $n_e = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  und einer Elektronentemperatur von einigen eV nur etwa  $10^{-9}$  sec. Für die beiden anderen Balmerlinien  $D_\beta$  und  $D_\delta$  sind die Relaxationszeiten bei gleichen Plasmaparametern um eine Größenordnung kleiner.

Die Voraussetzungen für die Annahme einer LTE-Besetzung der Ausgangsniveaus der untersuchten Balmerlinien wären demzufolge erfüllt und die Besetzungsdichten könnten durch die Saha-Boltzmann-Gleichung beschrieben werden, welche die Niveaus  $n \geq 3$  mit dem Kontinuum der freien Elektronen in Beziehung setzt.

Die Intensität einer vom Niveau mit der Hauptquantenzahl  $n$  abgestrahlten Linie der Wellenlänge  $\lambda$  läßt sich als Integral über die lokalen Emissionskoeffizienten längs des Beobachtungsstrahls darstellen

$$(1) \quad I_{p,q} = \int \epsilon_i(p,q) dl_i \quad \left[ \frac{W}{\text{cm}^2 \cdot \text{sr}} \right]$$

Der Emissionskoeffizient  $\epsilon(p,q)$  lautet:

$$(2) \quad \epsilon(p,q) = \frac{1}{4\pi} A(p,q) \cdot E(p,q) \cdot N(p) \quad \left[ \frac{W}{\text{cm}^3 \cdot \text{sr}} \right]$$

wobei  $A(p, q)$  die Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Strahlungsübergänge vom Niveau  $n = p$  ins Niveau  $n = q$ ,  $E(p,q)$  die Energiedifferenz der beiden Niveaus  $p$  und  $q$  und  $N(p)$  die Besetzungsdichte des Niveaus  $n = p$  ist.

Die Besetzungsdichte des Niveaus  $n = p$  läßt sich für eine LTE-Besetzung folgendermaßen als Funktion der Elektronentemperatur  $T_e$  und der Elektronendichte  $n_e$  darstellen:

$$(3) \quad N_E(p) = n_e^2 p^2 \left[ \frac{h^2}{2\pi m_e k T_e} \right]^{3/2} \cdot \exp \left[ \frac{E(p,c)}{k T_e} \right] \quad \left[ \frac{1}{\text{cm}^3} \right]$$

wobei  $E(p,c)$  das Ionisationspotential des Niveaus mit der Hauptquantenzahl  $n = p$  ist.

Das Intensitätsverhältnis zweier Balmerlinien, die von LTE-besetzten Niveaus mit den Hauptquantenzahlen  $n = p$  und



$n = p'$  ausgehen, lautet dann:

$$(4) \quad \frac{I(p)}{I(p')} = \frac{\lambda(p')}{\lambda(p)} \cdot \frac{A(p,q)}{A(p',q)} \cdot \frac{p^2}{p'^2} \cdot \exp \left[ \frac{E(p,c) - E(p',c)}{kT_e} \right]$$

Die über der Zeit aufgetragenen, experimentell gewonnenen Absolutintensitätswerte der Balmerlinien  $D_\alpha$  und  $D_\beta$  lassen sich durch Kurven verbinden, die bis auf geringe Abweichungen den gleichen zeitlichen Verlauf zeigen (siehe hierzu Abb. 14 und 17). Dieses Ergebnis besagt, daß das Verhältnis der Intensitätswerte zu allen Zeitpunkten in guter Näherung dasselbe ist und die damit aus Gleichung (4) berechnete Elektronentemperatur  $T_e$  nahezu konstant bleibt.

Die von W. Engelhardt et al. am linearen Theta-Pinch ISAR II durchgeführten Absolutintensitätsmessungen verschiedener Balmerlinien [9] liefern bei Annahme einer LTE-Besetzung (3) der Ausgangsniveaus vergleichbare Ergebnisse. Diese Autoren fanden jedoch, daß die von Griem [17] aufgestellten Kriterien für das Vorhandensein eines lokalen thermischen Gleichgewichts nicht ausreichen, und die tatsächlich vorliegenden Besetzungsdichten diejenigen, bei Annahme einer LTE-Besetzung erhaltenen Werte, um Größenordnungen übertreffen können. Die Ursache hierfür ist in der Überbesetzung des Grundzustands während ansteigender Ionisation zu sehen.

Die quasistationäre Besetzungsdichte eines angeregten Zustands wird nach [18] dann folgendermaßen geschrieben:

$$(5) \quad \frac{N(p)}{N_E(p)} = r_0(p) + r_1(p) \frac{N(1)}{N_E(1)}$$

$N(p)$  ist die quasistationäre Besetzungsdichte des Niveaus mit der Hauptquantenzahl  $n = p$ ,  $N_E(p)$  ist der LTE-Wert, den man mit der Saha-Boltzmann-Beziehung (3) für Elektronentemperatur und Elektronendichte erhält,  $r_0(p)$  ist die relative Besetzungsdichte des Niveaus  $n = p$ , wenn die Grundzustandsbesetzungsdichte Null ist und  $r_1(p)$  ist ein Maß für den Einfluß der relativen Grundzustandsbesetzungsdichte.

Vergleicht man die von McWhirter und Hearn [18] für die Niveaus der beobachteten Linien tabellierten Wertepaare  $r_0(p)$  und  $r_1(p)$ , so findet man für die in Kompressionsplasmen vorliegenden Parameter  $(T_e, n_e)$ , daß die  $r_0(p)$ -Werte die der  $r_1(p)$  um Größenordnungen übertreffen. Aus diesem Grunde wurde von den meisten Autoren der Einfluß der relativen Grundzustandsbesetzungsdichte vernachlässigt.

Während der Ionisationsphase der Pinchentladung kann die Grundzustandsbesetzungsdichte der im Plasma vorliegenden Atome von dem auf Grund der Elektronentemperatur und der Elektronendichte erwarteten LTE-Wert so stark abweichen, daß in Gleichung (5) der zweite Term auf der rechten Seite der Gleichung dominiert. Die Bestimmung der Elektronentemperatur aus den gemessenen absoluten Linienintensitäten setzt somit eine Kenntnis der tatsächlich vorliegenden Grundzustandsbesetzungsdichten voraus.

### 3.2. Spektroskopische Bestimmung der Temperatur und Dichte

Die wesentlichsten Mechanismen, die zu einer Verbreiterung der aus Plasmen emittierten Balmerlinien führen, sind der Doppler-, der Stark-Effekt und bei Anwesenheit hoher Magnetfelder im strahlenden Bereich die Zeeman-Aufspaltung. Je nach Eigenschaft des Plasmas werden einer oder mehrere der vorgenannten Verbreiterungsmechanismen vorherrschen.

Die Atom- und Iontemperaturen in Plasmen können prinzipiell aus der Halbwertsbreite der Profile Dopplerverbreiterter Linien gewonnen werden. Wenn eine LTE-Besetzung des Ausgangsniveaus der Linie vorliegt, läßt sich aus der Dopplerhalbwertsbreite die Iontemperatur ermitteln. Erfolgt jedoch im wesentlichen eine Besetzung des oberen Niveaus aus dem Grundzustand, dann ergibt die Dopplerverbreiterung die Temperatur der strahlenden Atome. Die Dopplerhalbwertsbreite eines Linienprofils ist der Wellenlänge der beobachteten Linie proportional. An Deuteriumplasmen mißt man deshalb die Profile der Balmerlinie  $D_{\alpha}$  ( $\lambda = 6561,032 \text{ \AA}$ ), die von allen Deuteriumlinien im sichtbaren Spektralbereich die größte Dopplerhalbwertsbreite besitzt.

Die Atomtemperatur  $T_a$  bzw. Iontemperatur  $T_i$  ist dann durch die Beziehung

$$(6) \quad T_{a,i} = 7.8 \cdot \Delta\lambda_{HD}^2 \quad [\text{eV}]$$

mit der Halbwertsbreite  $\Delta\lambda_{HD}$  (in Å) des rein Doppler-  
verbreiterten  $D_\alpha$  -Profils verknüpft.

Gleichzeitig mit dem Dopplereffekt ist aber auch der Stark-  
effekt, der zur Bestimmung der Elektronendichte benutzt  
wird, an der Linienverbreiterung beteiligt. Die Halbwerts-  
breite eines rein Stark-verbreiterten Profils in Abhängig-  
keit von der Elektronendichte  $n_e(\text{cm}^{-3})$  lautet

$$(7) \quad \Delta\lambda_{HS} = 2.5 \cdot 10^{-9} \cdot \alpha_{1/2} \cdot n_e^{2/3} \quad [\text{Å}]$$

Der Faktor  $\alpha_{1/2}$  ist die halbe Halbwertsbreite des nor-  
mierten  $(\int_{-\infty}^{+\infty} S(\alpha) \cdot d\alpha = 1)$  Starkprofils  $S(\alpha)$  der jeweils  
beobachteten Linie. Diese Profile wurden von Griem [8] be-  
rechnet und liegen tabelliert vor.

An Hand einer Abschätzung der einzelnen Linienverbreiterun-  
gen für die in Frage kommenden Parameterbereiche soll ent-  
schieden werden, welcher Effekt am gemessenen Profil über-  
wiegt, um Beziehungen wie Gleichung (6) oder (7) benutzen  
zu können.

Da die halbe normierte Halbwertsbreite  $\alpha_{1/2}$  für  $D_\alpha$   
im untersuchten Dichtebereich um mehr als eine Größenordnung  
kleiner ist als die für  $D_\beta$ , wird die  $D_\alpha$  -Linie vornehmlich  
durch Dopplereffekt, die  $D_\beta$ - und  $D_\delta$  -Linie dagegen mehr  
durch Starkeffekt verbreitert. Für Elektronendichten bis



$10^{15} \text{ cm}^{-3}$  bleibt die Halbwertsbreite von  $D_\alpha$  für Starkverbreiterung unter  $0.1 \text{ \AA}$ . Nach Gleichung (6) sind bei diesen Dichten Ionentemperaturen ab etwa  $0.2 \text{ eV}$  durch Dopplereffekt an  $D_\alpha$  meßbar, wenn kein Magnetfeld das Plasma durchsetzt.

Die Balmerlinien  $D_\beta$  und  $D_\delta$  haben wegen ihrer kleineren Wellenlängen eine kleinere Dopplerverbreiterung und weisen gegenüber  $D_\alpha$  eine große Starkverbreiterung auf. Eine Verfälschung der  $D_\delta$ -Profile durch die Überlagerung benachbarter OI-, OII-, NII-, NIII-Linien konnte nicht festgestellt werden.

Zur Veranschaulichung der Grenzen des Zustandsbereichs, in dem ein Verbreiterungsmechanismus dominiert, soll die Abb. 4 dienen.

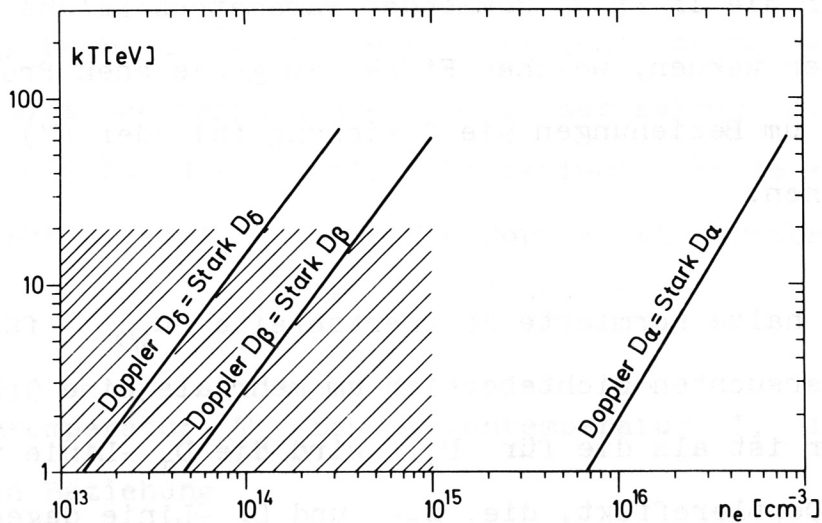


Abb. 4  $n_e$ - $kT$ -Zustandsdiagramm: Der schraffierte Bereich gibt das Zustandsgebiet des Haloplasmas wieder.

Im logarithmischen Maßstab ist die Elektronendichte  $n_e$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) auf der Abszisse und die Temperatur  $kT$  (eV) auf der Ordinate aufgetragen. Der schraffierte Bereich gibt das Zustandsgebiet wieder, wie es für das Haloplasma erwartet werden darf. Die durchgezogenen Linien sind diejenigen Kurven, in denen die Starkverbreiterung der betreffenden Balmerlinien gleich der Dopplerverbreiterung ist. Links von diesen Kurven für  $D_\alpha$ ,  $D_\beta$ ,  $D_\delta$  überwiegt die Verbreiterung durch den Dopplereffekt, rechts davon die durch den Starkeffekt. Aus dieser Darstellung ist zu entnehmen, daß für die Linie  $D_\alpha$  im schraffierten Bereich praktisch nur das reine Dopplerprofil beherrschend ist und mit den gemessenen Halbwertsbreiten die Temperatur direkt aus Gleichung (6) berechnet werden kann. Für die beiden anderen Linien bestimmen beide Effekte gleichzeitig die Verbreiterung.

Für eine Balmerlinie der Wellenlänge  $\lambda$  ( $\text{\AA}$ ) ergibt sich auf Grund des komprimierenden Magnetfelds  $B$  (G), welches das nahezu drucklose Haloplasma völlig durchsetzt, stets auch eine Zeeman-Aufspaltung [19] von

$$(8) \quad \Delta\lambda_z = 4.67 \cdot 10^{-13} \lambda^2 \cdot B \quad [\text{\AA}]$$

Die Beobachtung am Experiment mit der innen glatten Kompressionsspule erfolgte senkrecht zu einem reinen  $B_z$ -Feld, während bei der helisch geformten Innenfläche der Spule auch  $B_r$ - und

$B_{\theta}$ -Komponenten auftraten, die aber gegenüber der  $B_z$ -Feldkomponente vernachlässigt werden können, d.h. die in dieser Anordnung gemessenen Magnetfeldwerte können in guter Näherung der  $B_z$ -Feldkomponente zugeordnet werden.

Die Zeeman-Aufspaltung beträgt z.B. für die Linie  $D_{\alpha}$  und eine Magnetfeldstärke  $B_z < 15$  kG ( $B_z < 35$  kG), wie sie während der Entladungen mit 2/6 (6/6) der Batterie vorlag,

$\Delta \lambda_z < 0.3 \text{ \AA}$  ( $\Delta \lambda_z < 0.6 \text{ \AA}$ ) und muß bei der Auswertung der Profile berücksichtigt werden.

Zur Elektronendichtebestimmung aus dem Starkeffekt von  $D_{\beta}$  bzw.  $D_{\delta}$  wurde folgendermaßen verfahren: Die Atomtemperatur  $T_a$  bzw. Iontemperatur  $T_i$  wurde aus den dopplerverbreiterten normierten Profilen der Linie  $D_{\alpha}$  ermittelt. Die Meßpunkte ließen sich in recht guter Näherung durch eine normierte Gaußkurve der Form

$$(9) \quad I_{\text{Doppler}}(\Delta\lambda) = \frac{1}{\text{Max}(I(\Delta\lambda))} \cdot I(\Delta\lambda)$$

mit

$$(10) \quad I(\Delta\lambda) = \left[ \frac{\ln 2}{\pi} \right]^{1/2} \cdot \frac{1}{1/2 \Delta\lambda_{\text{HD}}} \cdot \exp \left[ - \left( \frac{\Delta\lambda}{1/2 \Delta\lambda_{\text{HD}}} \right)^2 \cdot \ln 2 \right]$$

verbinden, wobei  $\text{Max}(I(\Delta\lambda))$  den Maximalwert der  $I(\Delta\lambda)$ ,  $\Delta\lambda_{\text{HD}}$  die Dopplerhalbwertsbreite in  $\text{\AA}$  und  $\Delta\lambda$  den Abstand vom Linienzentrum in  $\text{\AA}$  bedeuten.

Durch Umrechnung der Dopplerhalbwertsbreite  $\Delta \lambda_{HD}$  über die Wellenlängen ergab sich das Dopplerprofil von  $D_{\beta}$  bzw.  $D_{\delta}$  bei derselben Temperatur.

Die bei Griem /8/ tabelliert vorliegenden normierten ( $\int_{-\infty}^{+\infty} S(\alpha) \cdot d\alpha = 1$ ) Starkprofile  $S(\alpha)$  mit

$$(11) \quad \alpha = \frac{\Delta \lambda}{1.25 \cdot 10^{-9} \cdot n_e^{2/3}}$$

wurden normiert ( $S(\alpha) / \text{Max}(S(\alpha))$ ) und ergaben bei verschiedenen Elektronendichten  $n_e$  als Parameter die Starkprofile  $I_{\text{Stark}}$ . Diese Starkprofile  $I_{\text{Stark}}$  wurden jeweils mit einem Dopplerprofil  $I_{\text{Doppler}}$  numerisch nach der Gleichung

$$(12) \quad I'(\Delta \lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_{\text{Stark}}(\Delta \lambda - \Delta \lambda') \cdot I_{\text{Doppler}}(\Delta \lambda') d(\Delta \lambda')$$

gefaltet und ebenfalls normiert

$$(13) \quad I_{\text{Falt}}(\Delta \lambda) = \frac{1}{\text{Max}(I'(\Delta \lambda))} \cdot I'(\Delta \lambda)$$

Die daraus resultierenden Profile  $I_{\text{Falt}}(\Delta \lambda)$  bilden dann eine normierte Kurvenschar mit der Elektronendichte als Parameter. Durch Vergleich des gemessenen normierten Profils mit dieser Kurvenschar wird die Elektronendichte dadurch bestimmt, daß die zugehörige Kurve die Meßwerte überdeckt.



### 3.3. Beispiele für Linienverbreiterungsmessungen

In Abb. 5 sind die normierten Meßwerte der zum Zeitpunkt  $t = 1.8 \mu\text{sec}$  abgestrahlten Linie  $D_\alpha$  über den Meßkanälen aufgetragen, in Abb. 5a für 10 mTorr  $D_2$  und in Abb. 5b für 40 mTorr  $D_2$  Anfangsfülldruck. Der in beiden Fällen beobachtete Bereich entspricht dem in Abb. 3a dargestellten und mit A bis H bezeichneten Volumen ( $\bar{r} = 0$ ). Die systematischen Fehler, die bei der Eichung und der Messung auftraten, sind gegenüber den aus der Statistik der Eichwerte und dem Signal-Rauschverhältnis pro Meßkanal ermittelten und eingezeichneten Fehlergrenzen um über eine Größenordnung kleiner und daher vernachlässigbar.

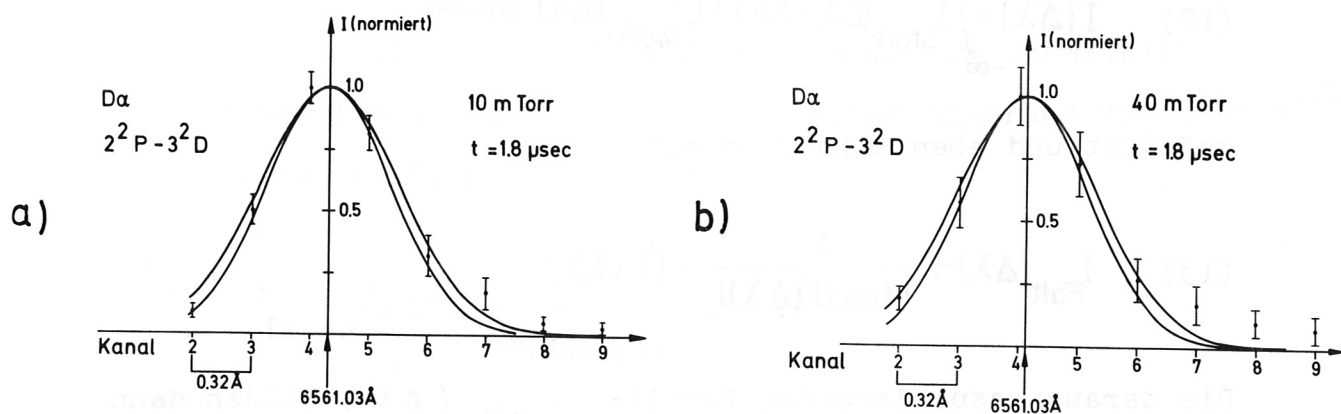


Abb.5  $D_\alpha$  -Profile für a) 10 mTorr  $D_2$  b) 40 mTorr  $D_2$  zum Zeitpunkt  $t = 1.8 \mu\text{sec}$  nach Zündung der Hauptentladung.

Nach Gleichung (9) berechnete, normierte Gaußprofile mit 0.8 bzw. 0.9 Å Halbwertsbreite wurden als untere bzw. obere theoretische Grenzkurve eingezeichnet. Der arithmetische Mittelwert der Halbwertsbreiten dieser Profile ergibt die mittlere Atom- bzw. Iontemperatur des beobachteten Volumenelements, deren Differenz hingegen kann als Maß für den Fehler bei der Bestimmung dieser Temperatur angesehen werden. Zum betrachteten Zeitpunkt braucht der Anteil der Zeeman-Aufspaltung  $\Delta\lambda_z = 0.1 \text{ Å}$  nicht berücksichtigt werden.

Zusätzlich zur thermischen Dopplerverbreiterung gibt es eine Dopplerverbreiterung, die durch nicht aufgelöste makroskopische Bewegung hervorgerufen wird und bei Beobachtung parallel zur Bewegungsrichtung in einigen Fällen ebenfalls Gaußprofile mit einer Halbwertsbreite

$$(14) \quad \lambda_{HD} = \left[ \left\langle \left( \frac{v_r}{c} \right)^2 \right\rangle \ln 2 \right]^{1/2} \cdot \lambda \quad [\text{Å}]$$

erzeugt [8], wobei  $v_r$  die relative, makroskopische Geschwindigkeitskomponente längs der Beobachtungsrichtung der verschiedenen emittierenden Plasmavolumenelemente,  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit und  $\lambda$  (Å) die Wellenlänge der beobachteten Linie bedeuten. Eine Abschätzung der Relativgeschwindigkeit, die während der ersten Kompressions- bzw. Expansionsbewegungen maximal auftritt, aus Drehspiegelkameraaufnahmen ergibt unter Annahme der Gültigkeit von

Gleichung (14) für das zentrale Volumenelement eine Halbwertsbreite  $\lambda_{HD} = 0.4 \text{ \AA}$ . Zieht man das Gaußprofil der makroskopischen Bewegung vom Gaußprofil der Linie  $D_{\alpha}$  ( $\lambda_{HD} \approx 0.9 \text{ \AA}$ ) ab, so resultiert daraus wieder ein Gaußprofil, dessen Halbwertsbreite im betrachteten Beispiel  $\approx 0.8 \text{ \AA}$  beträgt. Der Anteil der Relativgeschwindigkeit an der Halbwertsbreite der dargestellten Gaußprofile kann somit vernachlässigt werden.

Die normierten Meßwerte der aus dem eingangs erwähnten Volumenelement abgestrahlten Balmerlinie  $D_{\beta}$  sind in Abb. 6a für den Zeitpunkt  $1.8 \text{ \mu sec}$  und  $10 \text{ mTorr } D_2$ , in Abb. 6b für den Zeitpunkt  $1.4 \text{ \mu sec}$  und  $40 \text{ mTorr } D_2$  Anfangsfülldruck über den Meßkanälen aufgetragen. Abb. 6c zeigt die Messung des Linienprofils von  $D_{\beta}$ , wie es aus einem benachbarten Volumenelement zum Zeitpunkt  $2.8 \text{ \mu sec}$  und  $40 \text{ mTorr } D_2$  Anfangsfülldruck emittiert wird. Abb. 6a und 6c sind Beispiele für die am helisch verformten Theta-Pinch mit einem Entladungsgefäßradius  $R_G = 4.5 \text{ cm}$  durchgeführten Linienprofilmessungen. Abb. 6b gibt ein Profil wieder, wie es am Theta-Pinch-Experiment mit demselben Gefäßradius beobachtet werden konnte.

Die eingezeichneten Kurven sind nach Gleichung (13) numerisch berechnete, normierte Faltungsprofile. Die Kurve in Abb. 6a und 6c stellt das für eine Dopplerhalbwertsbreite

$\Delta\lambda_{HD} = 0.5 \text{ \AA}$  und eine Elektronendichte  $n_e = 4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  erhaltene Faltungsprofil dar. Die Kurve in Abb. 6b ergibt

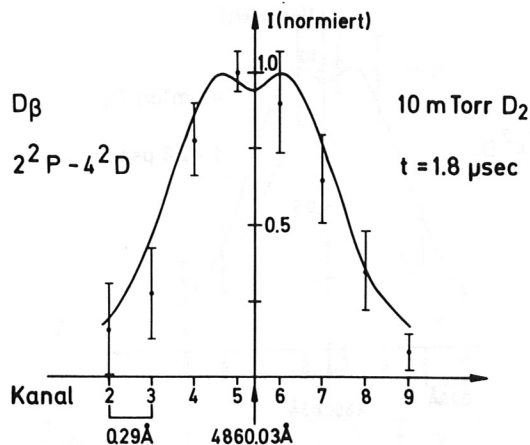


Abb. 6a  $D_{\beta}$ -Profil für 10 mTorr  $D_2$  zum Zeitpunkt  $t = 1.8 \mu\text{sec}$  nach Zündung der Hauptentladung.

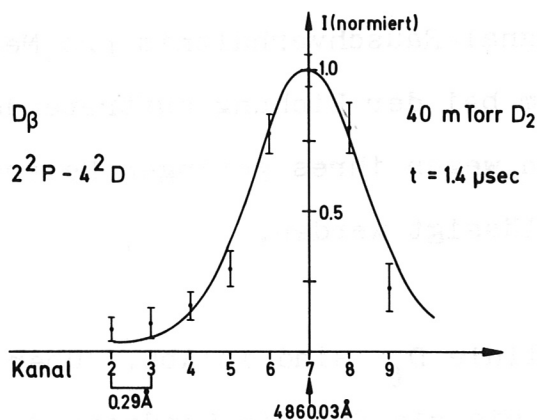


Abb. 6b  $D_{\beta}$ -Profil für 40 mTorr  $D_2$  zum Zeitpunkt  $t = 1.4 \mu\text{sec}$  nach Zündung der Hauptentladung.

sich als Faltung (normiert) eines Gaußprofils der Halbwertsbreite  $\Delta \lambda_{HD} = 0.6 \text{ \AA}$  mit einem theoretischen Starkprofil, das einer Elektronendichte  $n_e = 2 \cdot 10^{14}$  entspricht.



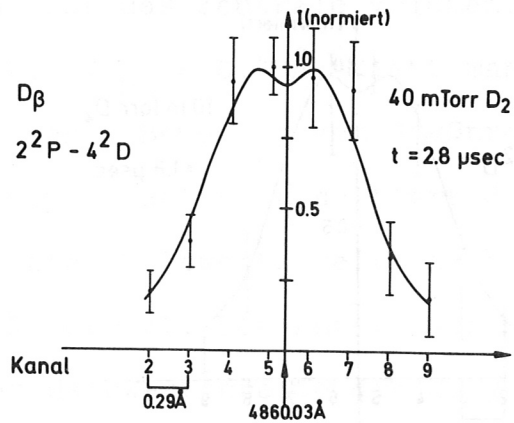
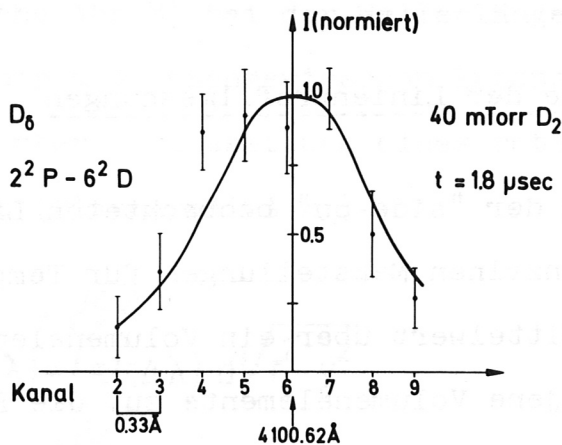


Abb. 6c  $D_{\beta}$ -Profil für 40 mTorr  $D_2$  zum Zeitpunkt  $t = 2.8 \mu\text{sec}$  nach Zündung der Hauptentladung.

Die eingetragenen Fehlergrenzen wurden aus der Statistik der Eichwerte und dem Signal-Rauschverhältnis pro Meßkanal bestimmt. Die vor allem bei der Eichung auftretenden systematischen Fehler können wegen ihres geringen Beitrags zum Gesamtfehler vernachlässigt werden.

Die Werte der Balmerlinie  $D_{\beta}$  sind in Abb.7 über den Meßkanälen dargestellt, wie sie für die Randzone des untersuchten Gesamtvolumens zum Zeitpunkt  $t = 1.8 \mu\text{sec}$  gemessen wurden. Der Fülldruck betrug 40 mTorr  $D_2$ , der Radius des Entladungsgefäßes  $R_G = 8.5 \text{ cm}$ . Die eingezeichnete Kurve entspricht dem Faltungprofil für die Parameter  $\Delta\lambda_{HD} = 0.3 \text{ \AA}$  und  $n_e = 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Die Fehlergrenzen wurden wie bereits oben erwähnt ermittelt.



**Abb.7** D<sub>6</sub> -Profil für 40 mTorr D<sub>2</sub> zum Zeitpunkt t = 1.8 μsec nach Zündung der Hauptentladung.

## 4. Meßergebnisse

### 4.1. Ergebnisse der Linienprofilmessungen

Die Auswertung der "side-on" beobachteten Linienprofile liefert in den einzelnen Meßstellungen für Temperatur und Dichte einen Mittelwert über ein Volumenelement. Dies trifft vor allem für jene Volumenelemente zu, die Bereiche der zentralen Plasmasäule umfassen. Herrscht in dem Volumenelement starke Inhomogenität, dann wird kein eindeutiges Profil, sondern die Überlagerung mehrerer gemessen. Die aus Linienprofilbeispielen berechneten Elektronendichten bzw. Atomtemperaturen (siehe vorhergehendes Kapitel) liegen um ein bis zwei Größenordnungen unter den für die zentrale Säule gefundenen Werten [20]. Letztere ergeben zusammen mit den hohen Elektronentemperaturen des Zentralplasmas breite Profile geringer Intensität. Das heißt im Fall der Überlagerung verschiedener Profile würde das eine starke Abweichung im Linienfuß des berechneten Profils von dem des gemessenen verursachen. Da die theoretischen Profile die Meßergebnisse innerhalb der Fehlergrenzen gut überdecken, ist die Annahme gerechtfertigt, daß die aus dem Plasmazentrum emittierte Intensität der Balmerlinien vernachlässigt werden kann. Außerdem ist die Inhomogenität der Plasmaparameter des die Balmerlinien überwiegend abstrahlenden Bereichs als gering anzusehen.

Für die in einem Abstand  $y$  (Meßstellung) von der Plasmaachse PA (siehe Abb.8) bei der Wellenlängendifferenz  $\Delta\lambda$  vom Linienzentrum  $\lambda$  nachgewiesenen Intensität  $I(y, \Delta\lambda)$  ergibt sich unter Voraussetzung eines rotationssymmetrischen Plasmas (Plasmaradius  $r_p$ )

$$(15) \quad I(y, \Delta\lambda) = \int_{-\sqrt{r_p^2 - y^2}}^{+\sqrt{r_p^2 - y^2}} \epsilon(r, \Delta\lambda) d\sqrt{r^2 - y^2}$$

$\epsilon(r, \Delta\lambda)$  ist der lokale Emissionskoeffizient.

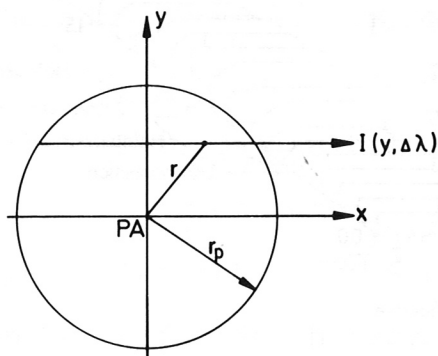


Abb. 8

Ist die Verteilung der spektral aufgelösten Intensität  $I(y, \Delta\lambda)$  für  $0 \leq y \leq r$  bekannt, erhält man durch Inversion der Abel'schen Integralgleichung (15) die lokalen Linienprofile, aus denen dann auf die lokalen Plasmagrößen geschlossen werden kann. Da aber Farbaufnahmen des Entladungsablaufs beispielsweise in der Umgebung der 2. Expansion eine Struktur des Halo wiedergeben, die auf eine starke Abweichung von der Rotationssymmetrie schließen läßt, ist dieses Verfahren hier nicht anwendbar. Die Mit-

telwerte der in den sieben Meßstellungen (Meßstellung = Volumenelement) erhaltenen Plasmaparameter sind aus vorge- nannten Gründen in den Abbildungen 9, 10, 11 und 13 über  $\bar{r}$ , dem zwischen der Symmetrieachse eines Volumenelements und der Gefäßachse liegenden Y-Achsenabschnitt aufgetragen (siehe Abb. 3). Als Zeitnullpunkt wurde in allen Abbildun- gen der Zündzeitpunkt der Hauptentladung gewählt. Außerdem sind die Zeiten, während der auf Drehspiegelkameraaufnahmen ein Halo zu sehen ist, in den Abbildungen gekennzeichnet.

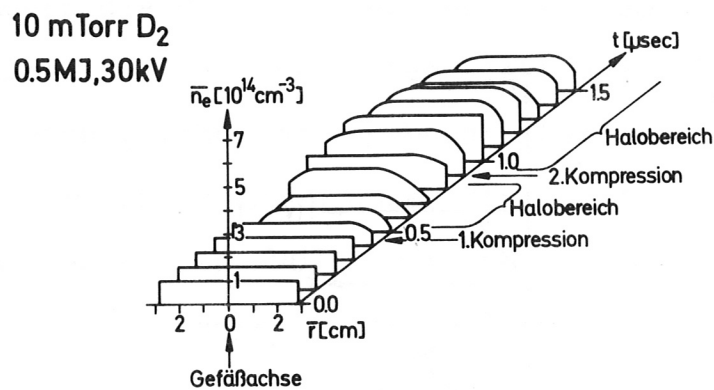


Abb. 9a Zeitliches Verhalten der Mitte-Rand-Verteilung der aus  $D_{\beta}$ -Profilen bestimmten mittleren Elektrodendichte  $\bar{n}_e$ .

Als Folge von Umladungsstößen zwischen Deuteronen und Deuterium-Atomen z.B. des in der Implosionsphase zurückgebliebenen Neutralgases besitzen Neutralgasatome die thermische Energie der sie umgebenden Deuteronen. Aus diesem Grund



läßt sich der aus den Dopplerprofilen der Balmerlinie  $D_\alpha$  für das jeweils beobachtete Volumenelement (siehe Abb. 3) erhaltene, zeitliche Verlauf der mittleren Atomtemperatur  $\bar{T}_a$  auch als der einer mittleren Ionentemperatur  $\bar{T}_i$  deuten. Die mittlere Elektronendichte  $\bar{n}_e$  als Funktion der Zeit ergab die Auswertung der Profilmessungen der Balmerlinien  $D_\beta$  bzw.  $D_\delta$ .

Der zeitliche Verlauf der mittleren Elektronendichte  $\bar{n}_e$ , wegen der Quasineutralität gleichzeitig derjenige der Ionendichte, wie er am Theta-Pinch-Experiment mit einem Entladungsgefäßradius  $R_G = 4.5$  cm für 10 mTorr  $D_2$  Anfangsfülldruck und 0.5 MJ Batterieenergie ermittelt wurde, ist in Abb. 9a dargestellt. Das zeitliche Verhalten der mittleren Atom- bzw. Ionentemperatur  $\bar{T}_{a,i}$  für dieselben Anfangsbedingungen zeigt Abb. 9b. Abb. 10a und 10b gibt die entsprechenden Werte für den höheren Fülldruck von 40 mTorr  $D_2$  wieder.

Die Fehler der Elektronendichtewerte setzen sich aus einem der Statistik der Meßwerte zuzuordnenden Anteil und einem, der die Genauigkeit der Anpassung des Faltungspfils an die Meßwerte beinhaltet, zusammen. Als Beispiel sind in Abb. 10c die mittleren Elektronendichtewerte einer Theta-Pinch-Entladung (40 mTorr  $D_2$ ) zum Zeitpunkt  $t = 1.3$   $\mu$ sec mit den zugehörigen Fehlergrenzen über  $\bar{r}$  aufgetragen.

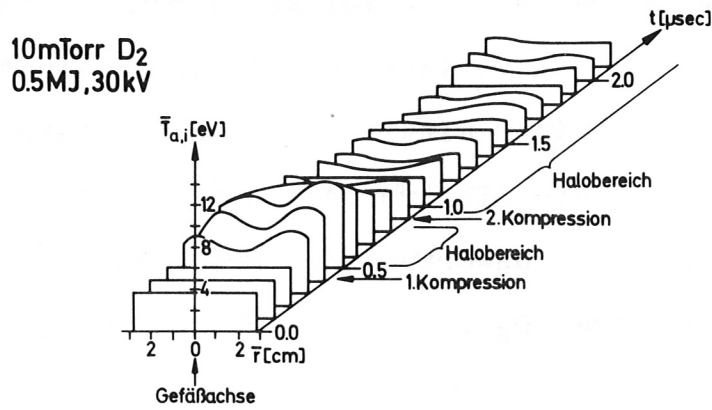


Abb. 9b Zeitliches Verhalten der Mitte-Rand-Verteilung der aus  $D_\alpha$ -Profilen bestimmten mittleren Atom- bzw. Iontemperatur  $\bar{T}_{a,i}$ .

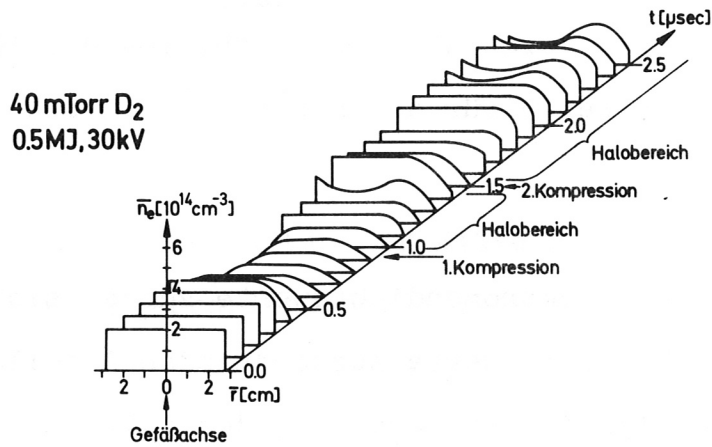


Abb. 10a Zeitliches Verhalten der Mitte-Rand-Verteilung der aus  $D_\beta$ -Profilen bestimmten mittleren Elektrodendichte  $\bar{n}_e$ .

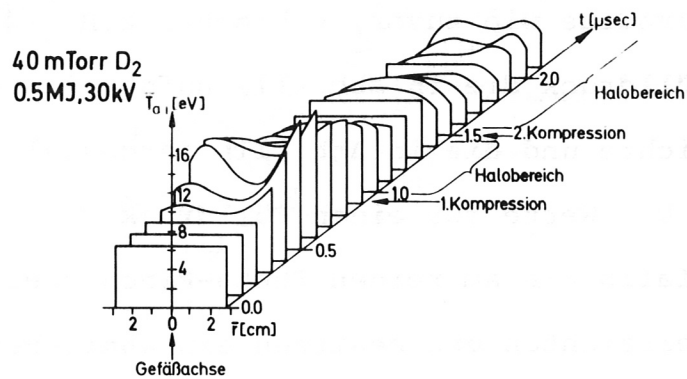


Abb. 10b Zeitliches Verhalten der Mitte-Rand-Verteilung der aus  $D_{\alpha}$ -Profilen bestimmten mittleren Atom- bzw. Ionentemperatur  $\bar{T}_{a,i}$ .

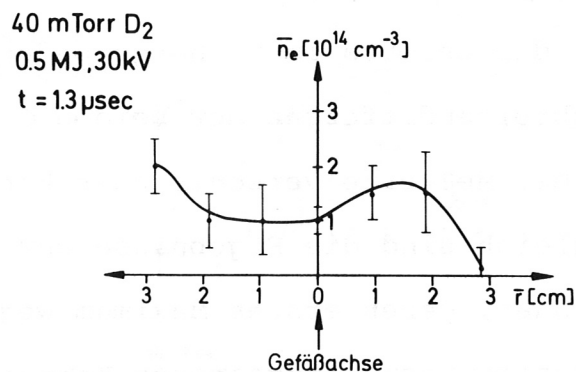


Abb. 10c Mitte-Rand-Verteilung der aus  $D_{\beta}$ -Profilen berechneten mittleren Elektronendichte  $\bar{n}_e$  1.3 μsec nach Zündung der Hauptentladung.

Die Auswertung der Messungen am Theta-Pinch mit helisch verformter Entladungsspule, 0.5 MJ Batterieenergie und demselben Gefäßradius wie zuvor, erbrachte z.B. für 10 mTorr  $D_2$  Anfangsfülldruck die in Abb. 11a aufgezeichnete mittlere Elektronendichte und die in Abb. 11b dargestellte mittlere Temperatur. Die Werte für einen Fülldruck von 40 mTorr  $D_2$  liegen ebenfalls wie am reinen Theta-Pinch über denen mit 10 mTorr  $D_2$  erreichten und besitzen ein ähnliches zeitliches Verhalten.

Ein Teil der Dopplerprofilmessungen bei 10 mTorr  $D_2$  Anfangsfülldruck wurde mit 1.5 MJ Batterieenergie durchgeführt. Die daraus errechneten mittleren Temperaturen gibt Abb. 12a für die Meßstellung 6 ( $\bar{r} = 2.1$  cm) und Abb. 12b für die zentrale Meßstellung ( $\bar{r} = 0$ ) wieder. Der gleichfalls eingetragene, bei der Temperaturbestimmung auftretende Fehler kommt durch die bereits im vorhergehenden Kapitel erwähnte Halbwertsbreitendifferenz der beiden Grenzprofile und die Statistik der Meßwerte verschiedener Entladungszustände. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der 0.5 MJ-Entladungen eingezeichnet, deren erstes Maximum wegen der, gegenüber 1.5 MJ-Entladungen, langsameren Kompression um 0.2 - 0.3  $\mu$ sec später auftritt. Die in beiden Fällen daran anschließenden relativen Extrema sind auf Kompressionsschwingungen zurückzuführen. Betrachtet man die Zeiten, zu denen das Haloplasma auf Farbaufnahmen zu erkennen ist, so übertreffen die mit niedriger Energie (0.5 MJ) erzeugten

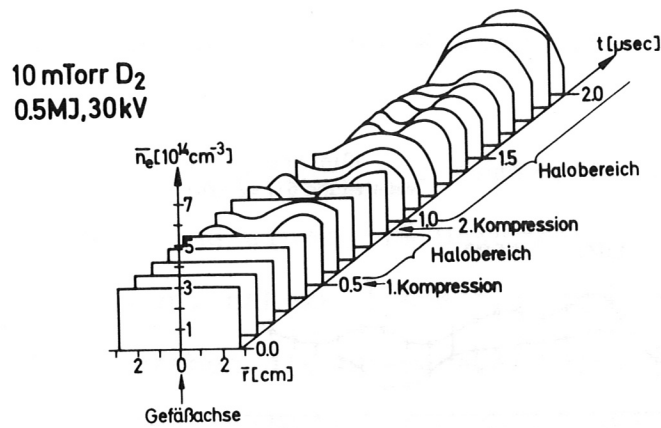


Abb. 11a Zeitliches Verhalten der Mitte-Rand-Verteilung der aus  $D_\beta$ -Profilen bestimmten mittleren Elektronendichte  $\bar{n}_e$  für den Fall der (innen) helisch verformten Entladungsspule.

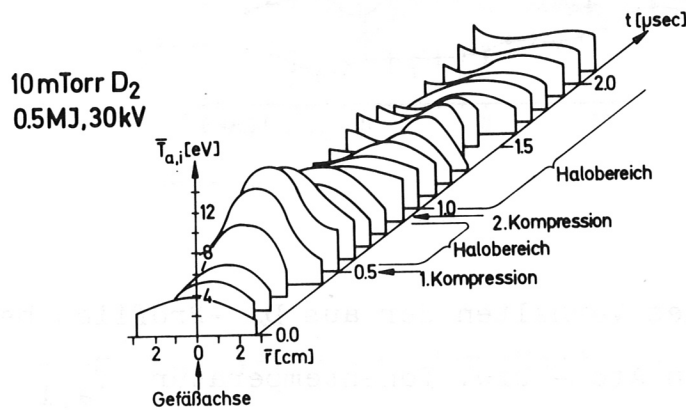


Abb. 11b Zeitliches Verhalten der Mitte-Rand-Verteilung der aus  $D_\alpha$ -Profilen bestimmten mittleren Atom- bzw. Ionentemperatur  $\bar{T}_{a,i}$  für den Fall der (innen) helisch verformten Entladungsspule.



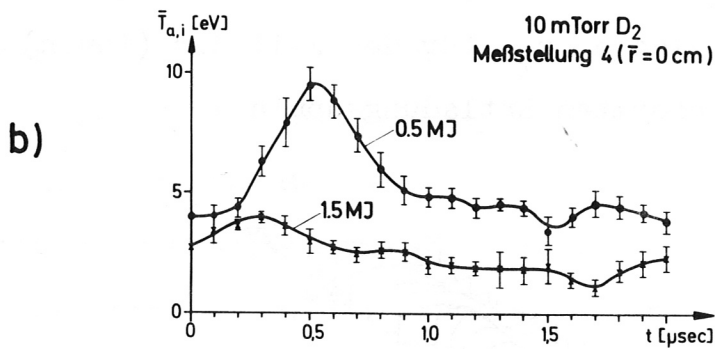
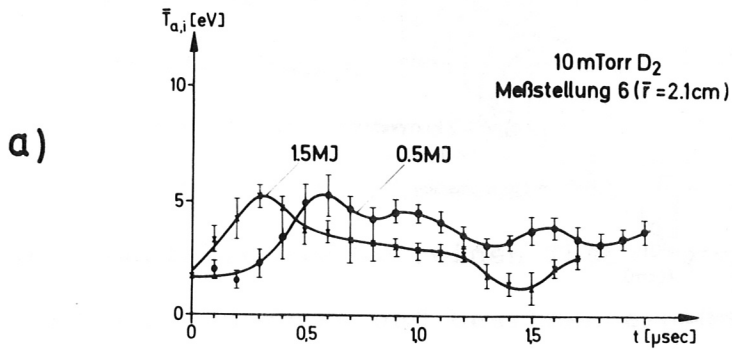


Abb.12 Zeitliches Verhalten der aus  $D_{\alpha}$  -Profilen bestimmten mittleren Atom- bzw. Iontemperatur  $\bar{T}_{a,i}$  a) in dem Meßstellung 6, und b) in dem Meßstellung 4 entsprechenden Volumenelement für den Fall der (innen) helisch verformten Entladungsspule.

Temperaturen diejenigen, die sich bei 1.5 MJ Batterieenergie ergaben, um etwa den Faktor 1.5 - 2.

Am Theta-Pinch mit helisch verformter Entladungsspule, 1.5 MJ Batterieenergie und einem, im Unterschied zu den bisher angeführten Messungen, nahezu doppelt so großen Gefäßradius  $R_G = 8.5$  cm, ergaben die überwiegend Stark-verbreiterten Profile der Balmerlinie  $D_\delta$  den in Abb.13 für 10 mTorr  $D_2$  dargestellten Verlauf der mittleren Elektronendichte. Die Mitte-Rand-Verteilung der Dichte in Abb.13 stimmt zu den

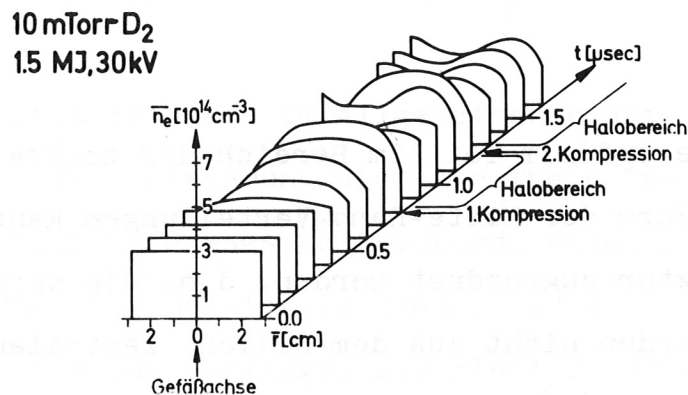


Abb. 13 Zeitliches Verhalten der Mitte-Rand-Verteilung der aus  $D_\delta$  -Profilen bestimmten mittleren Elektronendichte  $\bar{n}_e$  für den Fall der (innen) helisch verformten Entladungsspule.

Zeiten, während der Schmieraufnahmen ein Halo zeigen, mit den entsprechenden, bei denselben Versuchsbedingungen aber niedriger Batterieenergie (0.5 MJ) erhaltenen Werten in

guter Näherung überein. Die Gegenüberstellung von oben-  
genannten Dichteverteilungen und den in Abb.11a für 0.5 MJ  
jedoch einen Gefäßradius  $R_G = 4.5$  cm aufgezeichneten führt  
zum gleichen Ergebnis.

Der Dichte- und Temperaturverlauf der beiden äußersten  
Volumenelemente und der des zentralen Volumenelements  
wurde bei wenigen Entladungen über die aufgetragenen Zeit-  
punkte hinaus ermittelt. Die zu diesen Zeiten vorliegenden,  
mittleren Parameter weichen nur geringfügig von denen ab,  
die in der jeweils letzten Mitte-Rand-Verteilung der zuge-  
hörigen zeit- und ortsabhängigen Darstellung eingezeichnet  
sind.

Die abgeflachte und zum Teil im Bereich der zentralen Säule  
eingesattelte Form der Mitte-Rand-Verteilungen kann nur einer  
Plasmahohlstruktur zugeordnet werden, d.h. die untersuchten  
Balmerlinien werden nicht aus dem heißen, zentralen Plasma-  
bereich emittiert. Die dort herrschende Dichte und Tempera-  
tur würde sonst einen, die dargestellten mittleren Meßwerte  
des zentralen Volumenelements ( $\bar{r} = 0$ ) um ein bis zwei  
Größenordnungen übertreffenden Beitrag liefern. Das bedeutet  
zusammen mit der bereits in Abschnitt 2.2.1. erwähnten  
Ortsauflösung und dem aus Farbaufnahmen entnommenen Durch-  
messer der zentralen Säule, daß diese Struktur während der  
Implosionsphase von der Randzone des Plasmas, ansonsten aber  
nur vom Haloplasma gebildet werden kann. Die Asymmetrie vor

allem der Mitte-Rand-Verteilungen, welche die Messungen am helisch verformten Theta-Pinch erbrachten, wird durch die helische Form der zentralen Plasmasäule [11] verursacht.

Die Eigenschaften (z.B. Ionisierungsgrad) des zum Zündzeitpunkt der Hauptentladung vorliegenden Plasmas werden sowohl durch die Wahl des Triggerzeitpunktes der Hauptentladung als auch durch Beimischung von Sauerstoff zum Füllgas variiert. Im folgenden wird der Einfluß der geänderten Anfangsbedingungen auf die Hauptentladung, soweit sie den Halobereich betreffen, an Hand der Meßergebnisse beschrieben.

Die Hauptbatterie wurde im allgemeinen  $6 \mu\text{sec}$  nach der Triggerung der 2. Vorionisierung über die Theta-Spule entladen. Eine Vergrößerung dieses Zeitabstands bedeutet vor allem eine Verminderung des Ionisierungsgrads, der zum Zündzeitpunkt der Hauptentladung vorliegt. Der Einfluß der Vorionisierungsvariation, durch die bis zu  $16 \mu\text{sec}$  verzögerte Triggerung der Hauptentladung, auf das Haloplasma wurde untersucht. Es zeigte sich, daß die mittleren Dichtewerte nahezu unverändert blieben. Die mittleren Atom- bzw. Iontemperaturen des Halo lagen um maximal den Faktor 1.5, bei einer Verzögerung um  $6 \mu\text{sec}$ , über den mit  $16 \mu\text{sec}$  Zeitabstand erhaltenen Werten.

Weiterhin wurde dem Deuterium ein bzw. drei Prozent Sauerstoff als Verunreinigung beigemischt und die Auswirkung auf

das Haloplasma untersucht. Die für die verwendeten Entladungsbedingungen, nämlich 10 mTorr  $D_2$ , 0.5 MJ Batterieenergie und ein Prozent Sauerstoffzusatz gemessenen mittleren Temperaturen  $\bar{T}_{a,i}$  stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den für drei Prozent zugesetzten Sauerstoff überein. Multipliziert man in Abb. 12b die Ordinatenwerte mit dem Faktor 0.5, so entspricht in guter Näherung der dort für 10 mTorr  $D_2$  und 0.5 MJ dargestellte, zeitliche Temperaturverlauf dem mit Sauerstoffzusatz beobachteten. Eine Erhöhung der Batterieenergie auf 1.5 MJ bei sonst unveränderten Anfangsbedingungen führte zu 10 - 20 Prozent niedrigeren Temperaturen  $\bar{T}_{a,i}$ . In diesem Zusammenhang seien Dopplerprofilmessungen der Linie  $D_\alpha$  gegen Ende der zweiten Vorionisierung erwähnt, die in Gegenwart von Sauerstoff durchschnittlich 20 Prozent geringere Halbwertsbreiten und dementsprechend niedrigere Temperaturen ergaben. Dieses Ergebnis legt die Erklärung der während der Hauptentladung gefundenen Temperaturenniedrigung mit einer durch den Sauerstoffanteil veränderten Vorionisierung nahe.

Da die Auswertung der entsprechenden Dichtemessungen keine Abweichung von den ohne Sauerstoffzusatz ermittelten Dichteprofilen ergab, liegt der Sauerstoff im Halo nicht oder nur in vernachlässigbarem Umfang ionisiert vor. Aus diesem Grund wären Stöße zwischen Deuteronen bzw. Deuteriumatomen und kaltem, molekularem oder atomarem Sauerstoff als weiterer Mechanismus, der zu einer Energieabnahme der im Halo enthaltenen Deuteriumteilchen führen kann, denkbar.



Außerdem erlauben die mit einer Sauerstoffbeimischung erhaltenen Ergebnisse den Schluß, daß Verunreinigungen, die z.B. aus der Entladungsgefäßwand stammen, an der Entstehung des Halo nicht beteiligt sind.

#### 4.2. Ergebnisse der Absolutintensitätsmessungen

Die Absolutintensität der aus dem zentralen Volumenelement (Meßstellung 4, bzw.  $\bar{r} = 0$ ) emittierten Balmerlinien  $D_\alpha$ ,  $D_\beta$  (Entladungsgefäßradius  $R_G = 4.5$  cm) und  $D_\delta$  (Entladungsgefäßradius  $R_G = 8.5$  cm) ist in Abb. 14 für die Anfangsbedingungen 10 mTorr  $D_2$  und 0.5 MJ als Funktion der Zeit wiedergegeben. Der nahezu gleiche Verlauf der Strahldichte wird auch in den benachbarten Meßstellungen gefunden. Die Mitte-Rand-Verteilung der absolut gemessenen Strahldichte besitzt entweder eine abgeflachte oder eingesattelte Form. Als Beispiele hierfür sind die Absolutintensitäten der Balmerlinie  $D_\alpha$  zu den Zeitpunkten  $t = 0.5$   $\mu$ sec in Abb. 15a und  $t = 3.0$   $\mu$ sec in Abb. 15b über  $\bar{r}$  aufgetragen. Die Zeiten sind in allen Abbildungen auf den Zündzeitpunkt der Hauptentladung (= Zeitnullpunkt) bezogen.

Die eingezeichneten Fehlergrenzen wurden aus der Statistik der Eichwerte und dem Signal-Rausch-Verhältnis der Meßanordnung bestimmt. Die systematischen Fehler können wegen ihres geringen Beitrags vernachlässigt werden.

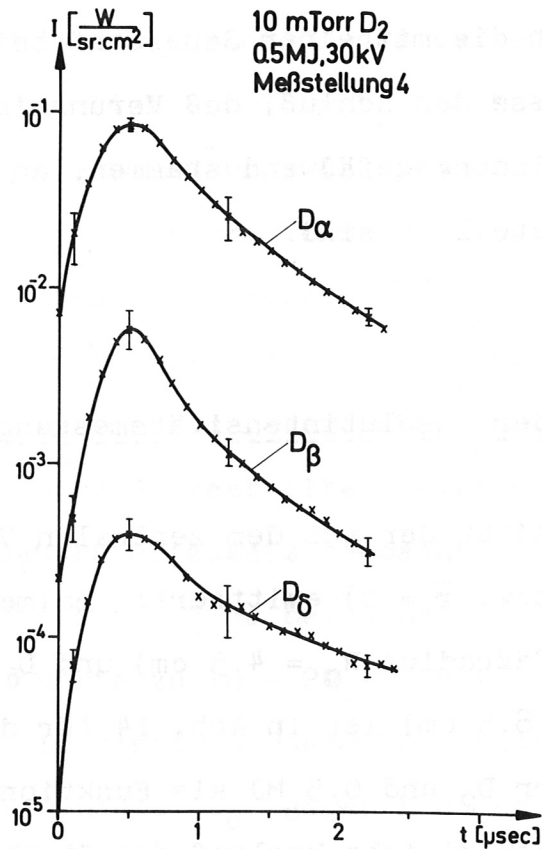


Abb.14 Zeitlicher Verlauf der Absolutintensität  $I$  der aus dem zentralen Volumenelement emittierten Balmerlinien  $D_{\alpha}$ ,  $D_{\beta}$  (Gefäßradius  $R_G = 4.5$  cm) und  $D_{\delta}$  (Gefäßradius  $R_G = 8.5$  cm).

Abb. 16 zeigt die für den Zeitpunkt  $t = 4.0$  μsec aus einer Drehspiegelkameraaufnahme (Schwarz-Weiß-Film) photometrisch ermittelte Gesamtintensität in Abhängigkeit vom Plasmaradius. Aus der Gegenüberstellung von Abb. 15b und Abb. 16 folgt, daß die Balmerlinien zu den Zeiten, während der ein Halo auf Schmierbildern zu sehen ist, nur von diesem abgestrahlt werden. Zum gleichen Ergebnis führte bereits die Auswertung der Linien-

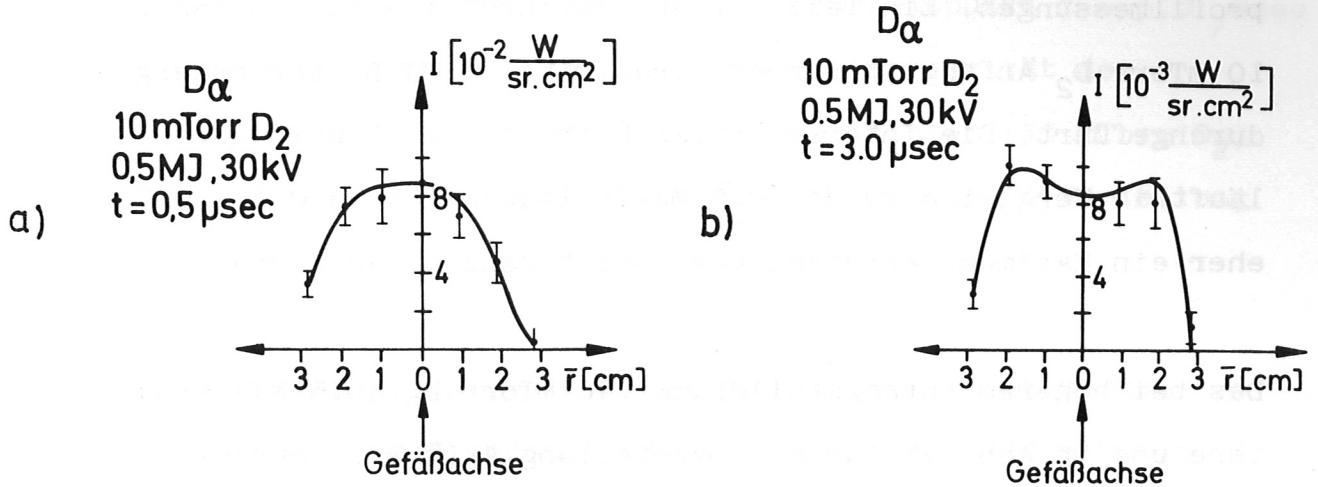


Abb. 15 Mitte-Rand-Verteilung der Absolutintensität  $I_{D_{\alpha}}$   
a)  $t = 0,5 \mu\text{sec}$  und b)  $t = 3,0 \mu\text{sec}$   
nach Zündung der Hauptentladung.

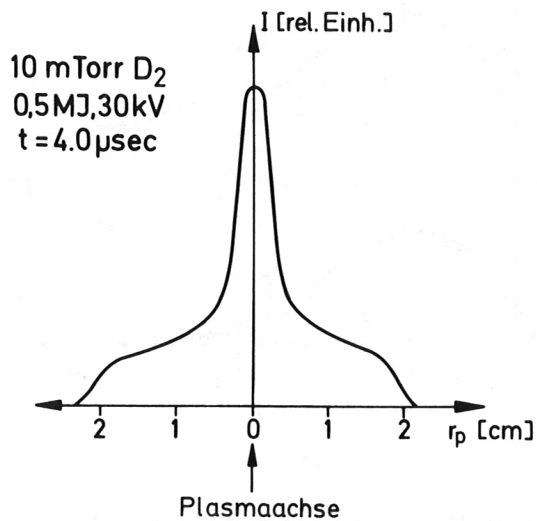


Abb. 16 Mitte-Rand-Verteilung der photometrisch ermittelten  
Gesamtintensität  $I$  zum Zeitpunkt  $t = 4,0 \mu\text{sec}$   
nach Zündung der Hauptentladung.

profilmessungen. Ein Teil der Absolutintensitätsmessungen bei 10 mTorr  $D_2$  Anfangsfülldruck wurde mit 1.5 MJ Batterieenergie durchgeführt. Die Intensität der beobachteten Linien durchläuft im Vergleich zu den 0.5 MJ-Entladungen etwa 0.1 - 0.2  $\mu\text{sec}$  eher ein Maximum, erreicht aber nicht ganz deren Werte.

Das bei höherem Anfangsfülldruck (40 mTorr  $D_2$ , 0.5 MJ) erhaltene und in Abb. 17 für die Meßstellung 4 ( $\bar{r} = 0$ ) dargestellte zeitliche Verhalten der Strahldichte der Linien  $D_\alpha$  und  $D_\beta$  stimmt mit dem benachbarter Meßstellungen in guter

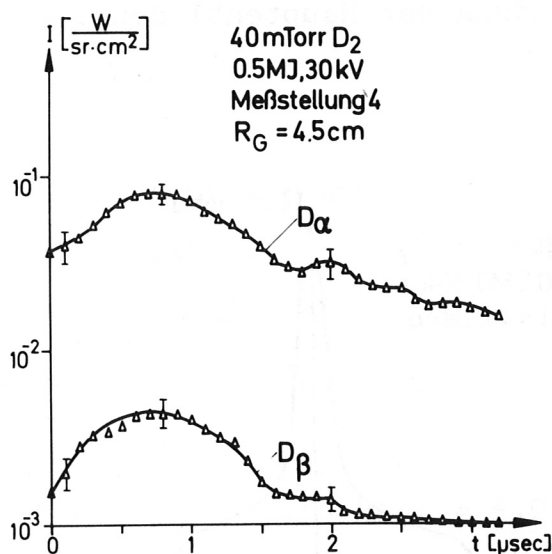


Abb. 17 Zeitlicher Verlauf der Absolutintensität  $I$  der aus dem zentralen Volumenelement emittierten Balmerlinien  $D_\alpha$  und  $D_\beta$ .

Näherung überein. Die in Abb. 18 für den Zeitpunkt  $t = 3.0 \mu\text{sec}$  über  $\bar{r}$  aufgetragene, absolut gemessene Intensität der Linie  $D_\beta$  gibt die bei allen untersuchten Linien (40 mTorr  $D_2$ , 0.5 MJ) gefundene, abgeflachte Form der Mitte-Rand-Verteilung wieder.

Eine Beimischung von 1 bzw. 3 Prozent Sauerstoff bewirkte innerhalb der Fehlergrenzen sowohl bei Entladungen mit 0.5 als auch 1.5 MJ Batterieenergie keine Abweichung von dem Verlauf der Strahldichte, wie er sich ohne Sauerstoffzusatz ergab. Das bedeutet, daß im Bereich der untersuchten Balmerlinienprofile keine das Profil verfälschenden Sauerstofflinien liegen.

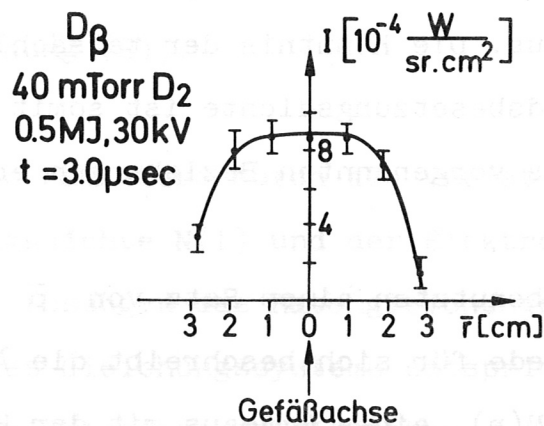


Abb. 18 Mitte-Rand-Verteilung der Absolutintensität  $I_{D_\beta}$   
 $t = 3.0 \mu\text{sec}$  nach Zündung der Hauptentladung.



Das Verhältnis der Balmerlinienintensitäten  $I_{D_\alpha}(t)/I_{D_\beta}(t)$  ist nach Abb. 14 und 17 näherungsweise zeitunabhängig. Die daraus nach Gleichung (4) bestimmte Elektronentemperatur bleibt stets unter 0.5 eV. Eine Erklärung des zeitlichen Verhaltens der auf diese Art berechneten Elektronentemperatur ist in 3.1. zu finden. Die dort angestellten Betrachtungen über die Voraussetzungen, die für die Bestimmung der Elektronentemperatur aus den Gleichungen (1 - 3) bzw. (4) erfüllt sein müssen, ergeben, daß in den untersuchten Plasma-bereichen die Ausgangsniveaus der Balmerlinien nur gering durch Stoßprozesse an das Elektronenkontinuum gekoppelt sind. Während der Ionisationsphase der Pinchentladung kann die Grundzustandsbesetzungsdichte der im Plasma vorliegenden Atome von dem auf Grund der Elektronentemperatur und der Elektronendichte erwarteten LTE-Wert stark abweichen. Eine Besetzung der Ausgangsniveaus der Linien erfolgt dann im wesentlichen vom Grundzustand aus. Die Kenntnis der tatsächlich vorliegenden Grundzustandsbesetzungsdichte ist somit für die Temperaturberechnung aus vorgenannten Beziehungen erforderlich.

Engelhardt et al. benutzten einen Satz von  $\bar{p}$  Differentialgleichungen [9]. Jede für sich beschreibt die Änderung der Besetzungsdichte  $N(p)$  eines Niveaus mit der Hauptquantenzahl  $n = p$ .  $\bar{p}$  ist die Hauptquantenzahl des letzten noch nicht LTE-besetzten Niveaus. Die Ausgangsgleichungen enthalten, bis auf den Photoionisierungsterm, der wegen der Annahme eines optisch dünnen Plasmas vernachlässigt wurde, alle Stoß- und Strahlungsprozesse. Dieses Gleichungssystem wurde z.B.

für Deuterium unter folgenden Annahmen numerisch gelöst:

1. Die Summe aus den im Grundzustand befindlichen oder angeregten Neutralteilchen und den Elektronen wird konstant gehalten.
2. Die Elektronentemperatur  $T_e$  bleibt gleichfalls konstant.
3. Die Anfangsbedingungen wie die Gesamtzahl der Teilchen, der Ionisierungsgrad und die Grundzustandsbesetzungsdichte  $N(1)$  werden vorgegeben. Die Besetzungsdichte der Niveaus  $p > 1$  wird gleich Null gesetzt. Der Anfangsionisierungsgrad entspricht einer LTE-Temperatur, die kleiner als  $T_e$  ist.

Als Lösung erhält man den zeitlichen Verlauf der Besetzungsdichte der einzelnen Niveaus und damit die Emissionskoeffizienten (Gleichung (2)).

Im vorliegenden Fall wird durch die Variation der Grundzustandsbesetzungsdichte  $N(1)$  und der Elektronentemperatur  $T_e$  eine Schar von Lösungen des Ratengleichungssystems berechnet. Jeder Lösung des Gleichungssystems entspricht nach (2) wiederum ein Satz von Emissionskoeffizienten  $\epsilon(p, q, t)$ . Es wird dann stets ein zu einem Wertepaar  $N(1), T_e$  gehöriger Satz von Emissionskoeffizienten mit den entsprechenden, gemessenen verglichen. Stimmen letztere Werte mit den gemessenen innerhalb der Fehlergrenzen überein, so ergeben die zugehörige

Elektronentemperatur und Grundzustandsbesetzungsdichte ein mögliches Parameterpaar, das die im beobachteten Plasmavolumen herrschenden Verhältnisse beschreibt. Erfüllen die mit diesem Parameterpaar erhaltenen Besetzungsdichten Gleichung (5), dann ist die Lösung eindeutig.

Das untersuchte Plasma besaß keine Rotationssymmetrie. Die näherungsweise aus den absolut gemessenen Linienintensitäten berechneten Emissionskoeffizienten sind deshalb mit Fehlern behaftet, die einen Vergleich mit den Lösungen des Differentialgleichungssystems nur bedingt gestatten. Aus diesem Grund läßt sich im vorliegenden Fall für die Elektronentemperatur nur ein ungefährender Bereich  $5 < T_e < 10$  eV ermitteln.

#### 4.3. Ergebnisse der Bildwandler- und Drehspiegelkameraaufnahmen

Die Dynamik eines Plasmazylindersegments ein und derselben Entladung konnte mit einem Bildwandler "side-on" stereoskopisch aufgenommen werden. Im Gegensatz dazu wurde mit der Drehspiegelkamera das Plasma aus abbildungstechnischen Gründen jeweils nur in einer Richtung beobachtet, so daß erst zwei Aufnahmen bei denselben Entladungsbedingungen ein stereoskopisches Bild des Plasmaverhaltens am Beobachtungsort ergaben. Der Vorteil der Drehspiegelkamera in Verbindung mit hochempfindlichem Filmmaterial ist die Auflösung des raum-zeitlichen Plasmaverhaltens in der dynamischen Phase,

das bei fast allen Bildwandleraufnahmen nicht mehr zu erkennen war. Der Informationsgehalt der Bilder wurde durch Verwendung hochempfindlichen Farbpositiv-Filmmaterials vergrößert. Die Farben und der Farbkontrast zeigen Strukturen, die als Grauwerte bei Benutzung von Schwarzweiß-Filmmaterial der gleichen Empfindlichkeit nur andeutungsweise oder überhaupt nicht mehr zu erkennen sind. In Abb. 19 oben ist dies am Beispiel einer Farbaufnahme für die Parameter 40 mTorr  $D_2$  Fülldruck, 0.5 MJ und einem Gefäßradius  $R_G = 4.5$  cm zu sehen. Darunter ist zum Vergleich eine entsprechende Bildwandleraufnahme abgebildet. Das Plasma wurde durch verschiedene Schlitze der Entladungsspule beobachtet, um Aussagen über den globalen Entladungsablauf machen zu können, der sich im allgemeinen als gut reproduzierbar herausstellte.

Die Drehspiegelkamera- und Bildwandleraufnahmen lassen den Schluß zu, daß die äußere Begrenzung des Halo in der adiabatischen Phase der Entladung einer magnetischen Flußröhre folgt. Das würde einen im Magnetfeld "eingefrorenen" Halobereich und somit einen sich dort nicht ändernden magnetischen Fluß bedeuten. Dieses Verhalten soll im folgenden untersucht werden.

Die Auswertung der Linienprofilmessungen zeigt, daß der Halo von einem nahezu drucklosen Plasma gebildet wird, das beispielsweise zum Zeitpunkt der 3. Kompression noch den Bereich zwischen zentraler Plasmasäule und Gefäßwand ausfüllt. Dieses



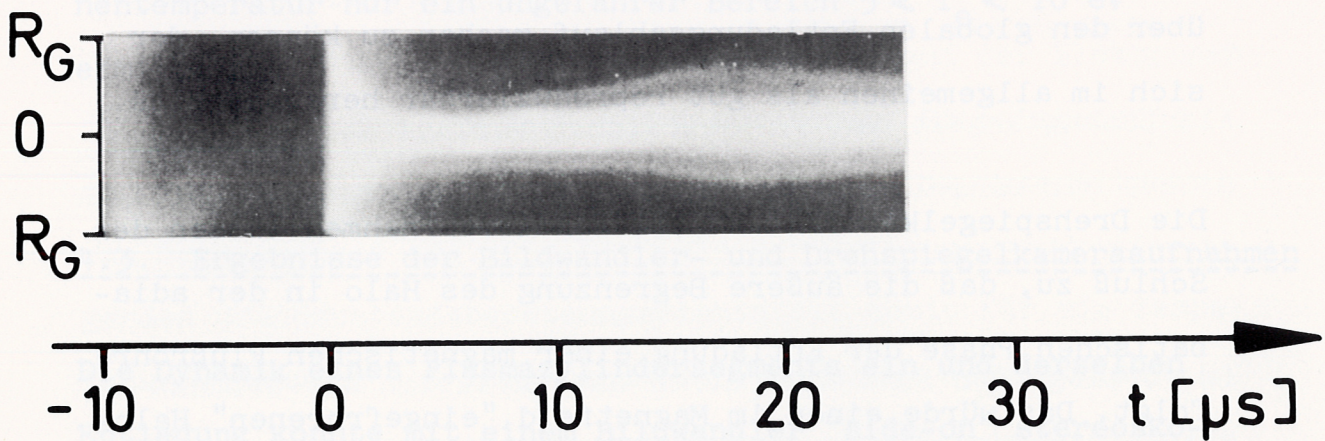
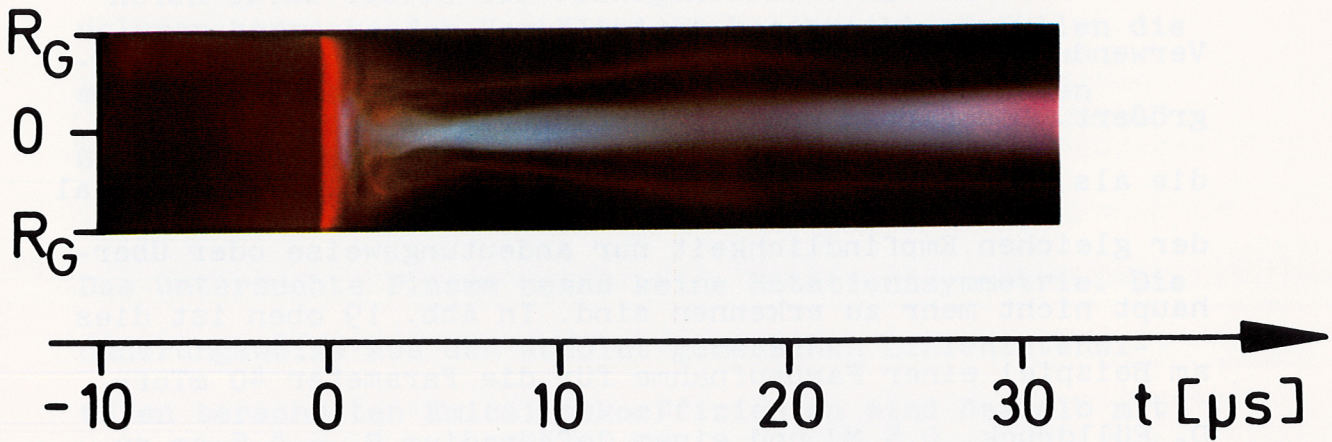


Abb. 19 Schmierbilder der Theta-Pinch-Entladung

oben: Farbaufnahme mit einer Drehspiegelkamera einer 0.5 MJ-Entladung mit 40 mTorr  $D_2$  Fülldruck.

unten: Bildwandleraufnahme einer 0.5 MJ-Entladung mit 20 mTorr  $D_2$ .



Außenplasma besitzt zum betrachteten Zeitpunkt eine geringe elektrische Leitfähigkeit, da es sonst durch das ansteigende Magnetfeld schnell komprimiert werden müßte. Aus diesem Grund kann das im Halo vorliegende Magnetfeld gleich dem Vakuummagnetfeld  $B_z(t)$  (G) [20] gesetzt werden. Die zentrale Plasmasäule weist eine hohe elektrische Leitfähigkeit auf, die das Eindiffundieren des Magnetfelds verhindert. Der magnetische Fluß im Halo mit der Querschnittsfläche  $F_H(t)$  ergibt sich dann zu

$$(16) \quad \phi_H(t) = B_z(t) \cdot F_H(t) = B_z(t) \cdot \pi \cdot (r_H^2(t) - r_p^2(t))$$

wobei  $r_p$  der Plasma- und  $r_H$  der Haloradius ist. Die Bestimmung der Halofläche aus der, auf der rechten Seite von Gleichung (16) stehenden Differenz zweier Kreisflächen setzt für Zentralplasma und Halo Rotationssymmetrie voraus. Im Fall der zentralen Plasmasäule ist diese Bedingung zu den ausgewerteten Zeitpunkten erfüllt, dagegen geben Farbaufnahmen zu früheren Zeiten Abweichungen des Haloplasmas von der Rotationssymmetrie wieder, auf die bereits im vorhergehenden Kapitel hingewiesen wurde. Diese Störungen bleiben zunächst unberücksichtigt, da über ihre Größe direkt keine Aussage gemacht werden kann. Mit den aus oben erwähnten Aufnahmen entnommenen Werten für  $r_p$  und  $r_H$  wurde der zeitliche Verlauf des magnetischen Flusses nach Gleichung (16) berechnet und in Abb. 20a für 10 mTorr  $D_2$  Fülldruck, in Abb. 20b für 20 mTorr  $D_2$  und in Abb. 20c für 40 mTorr  $D_2$  in relativen Einheiten aufgetragen. Den jeweils für einen An-

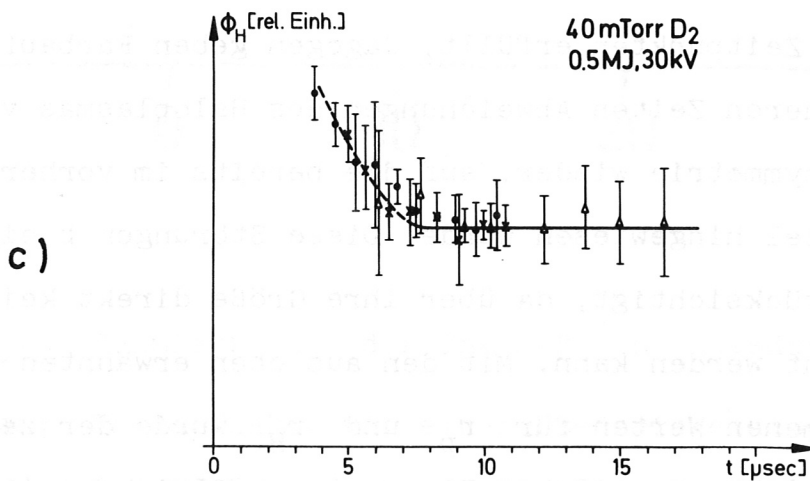
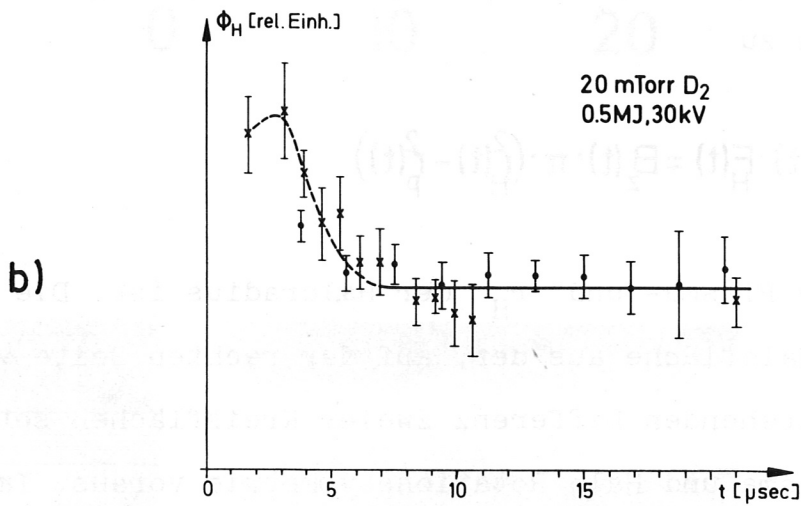
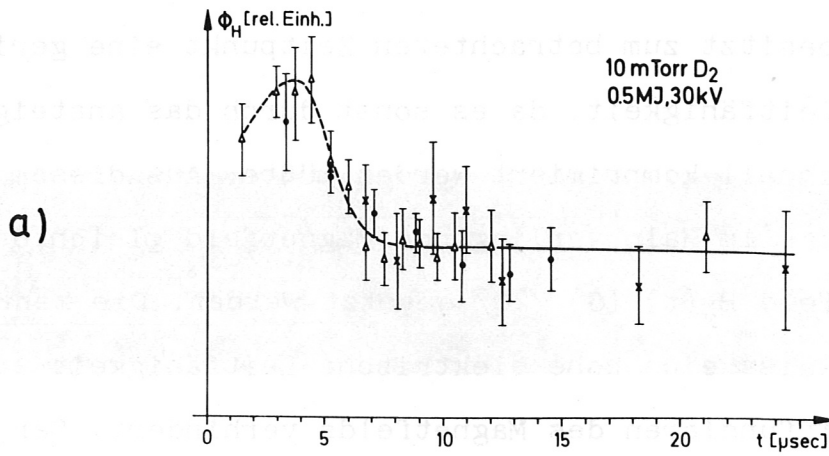


Abb. 20 Zeitlicher Verlauf des magnetischen Flusses  $\Phi_H$  (relative Einheiten) innerhalb des Halobereiches von Entladungen mit a) 10 mTorr D<sub>2</sub> b) 20 mTorr D<sub>2</sub> c) 40 mTorr D<sub>2</sub> Fülldruck.

fangsfülldruck eingezeichneten Werten liegen verschiedene Entladungen mit innen glatter bzw. helisch verformter Kompressionsspule zugrunde. Die angegebenen Fehlergrenzen folgen aus der Unschärfe, die sowohl die Grenzschicht Plasmasäule-Halo als auch der Halorand besitzt.

Der bis ca. 8  $\mu$ sec gestrichelt dargestellte Verlauf des magnetischen Flusses kann u.a. mit einer sich ändernden elektrischen Leitfähigkeit erklärt werden. Außerdem fällt die Abweichung des Halo von der Rotationssymmetrie annähernd in das gleiche Zeitintervall. Das heißt, zu diesen Zeiten wurde für die Berechnung des magnetischen Flusses nach Gleichung (16) ein zu großer Haloquerschnitt benutzt. Den angegebenen Werten kommt deshalb die Bedeutung einer oberen Grenze zu. Ab etwa 6 - 8  $\mu$ sec ist der magnetische Fluß den Ergebnissen zufolge im Halo für alle Fülldrücke konstant, d.h. der Halo ist dann tatsächlich im Magnetfeld "eingefroren". Letzteres Verhalten ist gleichbedeutend mit einer hohen elektrischen Leitfähigkeit. Eine gute elektrische Leitfähigkeit des Halo kann positive Auswirkungen auf Gleichgewicht und Stabilität haben [3, 4, 5]. Sie kann andererseits aber, wie im Falle der dynamischen Stabilisierung der zentralen Plasmasäule durch hochfrequente Felder, zu großen Schwierigkeiten führen [21].

#### 4.4. Zusammenfassung der Meßergebnisse

Zusammenfassend ergibt sich also folgendes Bild:

Der Halobereich wird von einem nahezu "drucklosen" ( $n_e < 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) und kalten ( $T_i < 15 \text{ eV}$ ,  $5 < T_e < 10 \text{ eV}$ ) Plasma gebildet, das ab etwa 6 - 8  $\mu\text{sec}$  unabhängig vom Anfangsfülldruck im äußeren Magnetfeld eingefroren ist. Letztere Aussage bedeutet, daß das Haloplasma eine hohe elektrische Leitfähigkeit besitzt und dort somit erhebliche, kraftfreie Ströme ( $\vec{j} \times \vec{B} = 0$ ) fließen können [5]. Der Einfluß dieser Ströme auf die Stabilität der zentralen Plasmasäule wurde an anderer Stelle untersucht [3, 4, 5, 11] und soll hier nicht weiter betrachtet werden.

## 5. Diskussion von Mechanismen, die zur Entstehung eines Halo führen können, anhand der Meßergebnisse

Anhand der Meßergebnisse sollen im folgenden einige der wichtigsten Mechanismen, wie Strahlungsionisierung, Ionisation durch Elektronenstoß im zeitlich veränderlichen Magnetfeld, Ionisierungsstöße schneller Neutralgasatome mit ruhendem Neutralgas, Transportvorgänge im Plasma senkrecht zum Magnetfeld, Instabilitäten, diskutiert werden, die zur Entstehung des Halo beitragen können.

Ein Großteil, der in diesem Zusammenhang erforderlichen Abschätzungen, setzt die Kenntnis des in der Implosionsphase stehengebliebenen Neutralgasanteils voraus. Untersuchungen der Liniendichte an verschiedenen Theta-Pinch-Experimenten zeigten, daß im allgemeinen in derartigen Entladungen eine Teilchenmitnahme von 70 - 90 Prozent der Anfangsfülldichte erreicht wird [10]. Für den stehengebliebenen Neutralgasanteil wird näherungsweise eine Gleichverteilung angenommen.

### 5.1. Strahlungsionisierung

Ein Mechanismus zur Erzeugung von Ladungsträgern im Restneutralgas ist die Photoionisation durch die Kontinuumsstrahlung des Deuteriumplasmas und die Linienstrahlung der darin enthaltenen Verunreinigungsionen. Da der Verunreini-

ungsgrad gewöhnlich weniger als 0.5 Prozent betrug, kann die Ableitung des Ionisierungsgrads unter der Voraussetzung erfolgen, daß der spektrale Strahlungsfluß  $S(t, \lambda)$  durch das Bremsstrahlungskontinuum des Deuteriums bestimmt wird.

Es wird außerdem angenommen, daß ein Plasmavolumenelement als punktförmige Lichtquelle mit der spektralen Strahlstärke

$$(17) \quad S(t, \lambda, \Omega) = \frac{d^2 \phi}{d\lambda \cdot d\Omega} \quad \left[ \frac{W}{\text{cm} \cdot \text{sr}} \right]$$

betrachtet werden kann, wobei  $d\Omega$  das Raumwinkelelement in sr bedeutet und  $\phi$  der Strahlungsfluß in W ist.

Die pro Volumenelement im Abstand  $r(\text{cm})$  von der Lichtquelle absorbierte Strahlung  $S_a$  ergibt sich zu

$$(18) \quad S_a = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{d}{dr} \cdot \left[ S(t, \lambda, \Omega) (1 - e^{-r/\lambda_f}) \right] \quad \left[ \frac{W}{\text{cm}^2 \cdot \text{sr}} \right]$$

wobei  $\lambda_f$  (cm) die freie Weglänge eines Photons ist. Die Exponentialfunktion in Gleichung (18) wird entwickelt und durch die ersten beiden Glieder dargestellt. Da im Restneutralgas nur Dichten  $n_n(\text{cm}^{-3})$  und Volumenbereiche betrachtet werden, für die  $\lambda_f > r$  stets erfüllt bleibt, ist diese Näherung erlaubt. Nach Ausführung der Differentiation gilt

$$(19) \quad S_a = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{1}{\lambda_f} \cdot S(t, \lambda, \Omega) \quad \left[ \frac{W}{\text{cm}^2 \cdot \text{sr}} \right]$$



Diese absorbierte Strahlung erzeugt Photoelektronen,

mit  $\lambda_f = 1/(\sigma_{ion} \cdot n_n)$  ergibt sich aus Gleichung (19)

$$(20) \quad \frac{dn_{eph}}{dt} = \int_{\Omega} \int_{\lambda} S(t, \lambda, \Omega) \cdot \frac{\lambda}{h \cdot c} \cdot \frac{\sigma_{ion} \cdot n_n}{r^2} \cdot d\lambda \cdot d\Omega$$

Das von einem Deuteriumplasma ( $Z = 1$ ) der Elektronendichte  $n_e$  ( $n_e = n_i$ ) und der Elektronentemperatur  $T_e$  ( $^{\circ}K$ ) aus dem Volumen  $V$  ( $cm^3$ ) in den Raumwinkel  $4\pi$  emittierte Bremsstrahlungskontinuum lautet

$$(21) \quad S(t, \lambda) = \int_V \frac{4\pi \cdot 1.91 \cdot 10^{-43} \cdot n_e^2}{(kT_e)^{1/2} \cdot \lambda^2} \cdot \exp\left[-\frac{h \cdot c}{kT_e \cdot \lambda}\right] dV \quad \left[\frac{W}{cm}\right]$$

wobei für den in Frage kommenden kurzwelligen Bereich der Gauntfaktor  $g_{ff}(\lambda, T_e) \approx 1$  nicht berücksichtigt zu werden braucht.

Das während der Kompressionsphase zurückbleibende Neutralgas liegt prinzipiell in einer atomaren und einer molekularen Deuteriumkomponente vor, über deren Mischungsverhältnis nichts ausgesagt werden kann. Eine Berechnung des Ionisierungsgrads unter der Annahme, das Neutralgas bestehe aus jeweils nur einer Komponente, ergibt für beide Fälle den annähernd gleichen Ionisierungsgrad. Die weitere Ableitung des Ionisierungsgrads wird am Beispiel eines atomaren Deuteriumneutralgases durchgeführt.

Der Ionisierungsquerschnitt für atomares Deuterium fällt ab der langwelligen Grenze von  $910 \text{ \AA}$  oder  $13.6 \text{ eV}$  rasch ab

und läßt sich mit guter Näherung durch einen kubischen Abfall für Wellenlängen  $\lambda$  (cm), die nicht zu nahe an der langwelligen Grenze liegen, darstellen

$$(22) \quad \sigma_{\text{ion}} = 8.5 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda^3 \quad [\text{cm}^2]$$

Aus den Gleichungen (20, 21, 22) erhält man für den Ionisierungsgrad  $\alpha_{\text{ph}}$  die Beziehung

$$(23) \quad \alpha_{\text{ph}} = \frac{n_{\text{eph}}}{n_n} = \int_t \int_{\lambda} 10^{-21} \cdot n_e^2 \cdot V \cdot (kT_e)^{-1/2} \cdot \exp\left[-\frac{h \cdot c}{kT_e \cdot \lambda}\right] \cdot \frac{\lambda^2}{r^2} \cdot d\lambda \cdot dt$$

Die Integration von Gleichung (23) wurde für den Wellenlängenbereich von  $\lambda_1 = 2.48 \cdot 10^{-8}$  cm bis  $\lambda_2 = 9.1 \cdot 10^{-6}$  cm durchgeführt. Die zum Zeitpunkt der 1. Kompression vorliegende Elektronendichte  $n_e = 10^{16}$  cm<sup>-3</sup> und Elektronentemperatur  $T_e = 5.8 \cdot 10^5$  °K wurden eingesetzt, da diesen ein Bremsstrahlungskontinuum entspricht, welches das in der Implosionsphase abgestrahlte um mindestens eine Größenordnung übertrifft.

$$(24) \quad \alpha_{\text{ph}} = 6 \cdot 10^3 \cdot \frac{1}{r^2} \cdot V \cdot t$$

Da Gleichung (24) für eine richtungsunabhängig emittierende, punktförmige Lichtquelle abgeleitet wurde, kann der damit erhaltene Ionisierungsgrad in guter Näherung der Strahlung eines Volumenelements  $\Delta V_p$  der Plasmasäule zugeschrieben werden. Der in einem Volumenelement  $\Delta V_1$  außerhalb der Plasmasäule vorliegende Photoionisierungsgrad wird dann durch die

Strahlung der einzelnen Plasmavolumenelemente  $\Delta V_p$  erzeugt

$$(25) \quad \alpha_{ph} = \sum_p \alpha_p = 6 \cdot 10^3 \cdot t \cdot \sum_p \frac{\Delta V_p}{r_{pi}^2}$$

wobei  $r_{pi}$  der Abstand des Plasmavolumenelements  $\Delta V_p$  vom Volumenelement  $\Delta V_i$  ist.

Die Summe auf der rechten Seite von Gleichung (25) kann durch eine einfachere Beziehung ersetzt werden. Da mit wachsendem Abstand  $r_{pi}$  der Plasmavolumenelemente  $\Delta V_p$  vom Volumenelement  $\Delta V_i$  deren Beitrag zum Ionisierungsgrad mit  $1/r_{pi}^2$  abnimmt, genügt es somit, bei der Abschätzung nur einen Teil des Plasmavolumens zu berücksichtigen. Beträgt der Abstand des Volumenelements  $\Delta V_i$  von der Plasmaachse in der dazu senkrechten Ebene  $r$  cm, dann wird die wesentliche, im Volumenelement  $\Delta V_i$  photoionisierende Strahlung aus einem Teilvolumen der Plasmasäule mit der axialen Ausdehnung  $2 \cdot r$  cm emittiert. Betrachtet man gleichzeitig  $r$  als Mittelwert der Abstände  $r_{p,i}$ , so kann Gleichung (25) jetzt folgendermaßen geschrieben werden

$$(26) \quad \alpha_{ph} = 6 \cdot 10^3 \cdot t \cdot \frac{2 \cdot r \cdot r_p^2 \cdot \pi}{r^2}$$

$r_p$  ist der Radius der Plasmasäule in cm.

Der Zeitabstand  $t$  (sec), vom Zündzeitpunkt der Hauptentladung bis zum erstmaligen Aufleuchten des Halobereiches, wird

Aufnahmen des dynamischen Entladungsverlaufs entnommen. Am Theta-Pinch-Experiment (Radius des Entladungsgefäßes  $R_G = 4.5$  cm) wurde bei Entladungen mit 10 mTorr  $D_2$  Anfangsfülldruck  $t$  zu etwa  $0.65 \cdot 10^{-6}$  sec und am helisch verformten Theta-Pinch (Radius des Entladungsgefäßes  $R_G = 8.5$  cm) mit 40 mTorr  $D_2$  Anfangsfülldruck zu  $1.5 \cdot 10^{-6}$  sec ermittelt. Diese Werte sind als untere bzw. obere Grenze des Zeitraums zu betrachten, der für eine Photoionisierung des Restneutralgases in Frage kommt.

Eine Abschätzung des Ionisierungsgrades, der bis zum erstmaligen Auftreten des Halo erreicht wird, unter Konstanz der für die Herleitung von Gleichung (24) benutzten Plasmaparameter und einem ebenfalls konstanten, strahlenden Volumen, das dem Segment  $2 \cdot r \cdot r_p^2 \cdot \pi$  der komprimierten Plasmasäule gleichgesetzt wird, entspricht einem oberen Grenzwert. Für ein Volumenelement, das zwischen Plasmaoberfläche und Gefäßwand am Ort  $r = \frac{R_G + r_p}{2}$  liegt, ergibt sich am linearen Theta-Pinch mit 10 mTorr  $D_2$  Anfangsfülldruck und  $R_G = 4.5$  cm dieser Grenzwert von  $\alpha_{ph}$  zu  $3 \cdot 10^{-2}$ , am helisch verformten Theta-Pinch mit 40 mTorr Anfangsfülldruck und  $R_G = 8.5$  cm zu  $5 \cdot 10^{-2}$ . Der für den jeweils betrachteten Fall berechnete Grenzwert kann außerdem als mittlerer, im Volumen außerhalb der Plasmasäule herrschender Photoionisierungsgrad aufgefaßt werden. Das bedeutet, daß, bei Massenmitnahme von durchschnittlich 80 Prozent des eingefüllten Gases, die im Restneutralgas erzeugten Ladungsträgerdichten um etwa zwei Größenordnungen unter den im Halo gemessenen liegen.

Die durchgeführten Abschätzungen lassen somit den Schluß zu, daß die Entstehung des Haloplasmas durch die Photoionisierung des Restneutralgases ausgeschlossen werden kann.

### 5.2. Ionisation durch Elektronenstoß im zeitlich veränderlichen Magnetfeld $B_z(t)$

Nach Chodura [22] ist die Energie  $W_{\max}$ , die ein Elektron, das zur Zeit  $t_0$  am Ort mit dem Radius  $r_0$  (m) losläuft, innerhalb der ersten Gyroperiode des magnetischen Moments  $\mu(t)$  maximal erreichen kann, gleich

$$(27) \quad W_{\max} = \frac{1}{8} \cdot m_i \cdot r_0^2 \cdot \frac{\dot{B}_z^2(t_0)}{B_z^2(t_0)} \quad [J]$$

wobei  $m_i$  die Ionenmasse in kg bedeutet. Die Elektronen bewegen sich unter dem Einfluß der Raumladungskopplung mit den Ionen. Dennoch können Elektronen nur in der Umgebung minimalen komprimierenden Magnetfelds nennenswert beschleunigt werden, weil sie sofort vom Magnetfeld auf eine Gyrationbahn gezwungen werden, auf der ihre Energie nur mehr entsprechend ihrem anfangs gewonnenen kleinen magnetischen Moment zunimmt.

Der Zeitbereich, der für die Entstehung des Haloplasmas in Frage kommt, liegt innerhalb des nahezu sinusförmigen Magnetfeldanstiegs. Diesem Verlauf sind kleine vernachlässigbare Magnetfeldschwankungen überlagert, die von den Kompres-

sionsschwingungen herrühren. Ein Kurzschluß der Kompressionspule im Magnetfeldmaximum verhindert ein Durchschwingen und damit Umpolen des Entladungsstroms, das wiederum ein Durchschwingen und Umpolen des Magnetfelds nach sich ziehen würde.

Im folgenden werden nur die Vorgänge in dem hinter der implodierenden Schicht zurückgebliebenen Neutralgas mit der Teilchendichte  $n_n$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) betrachtet. Die dort am Ort  $r_0$  erzeugten Photoelektronen  $n_{\text{eph}}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) sind dann eine bestimmte Zeit lang in der Lage, eine, die Ionisierungsarbeit des Füllgases übertreffende, Energie aufzunehmen.

Die Annahme eines linear ansteigenden Magnetfelds  $B_z(t) = \dot{B}_z \cdot t$  innerhalb des zu betrachtenden Zeitraums ist auf Grund des in Abb. 21 dargestellten Magnetfeldverlaufs zulässig. Setzt man diese Beziehung für das Magnetfeld in Gleichung (27) ein und löst nach  $t$  auf, so erhält man

$$(28) \quad t \cong \left( m_i \cdot r^2 / (8 \cdot W_i) \right)^{1/2} \quad [\text{sec}]$$

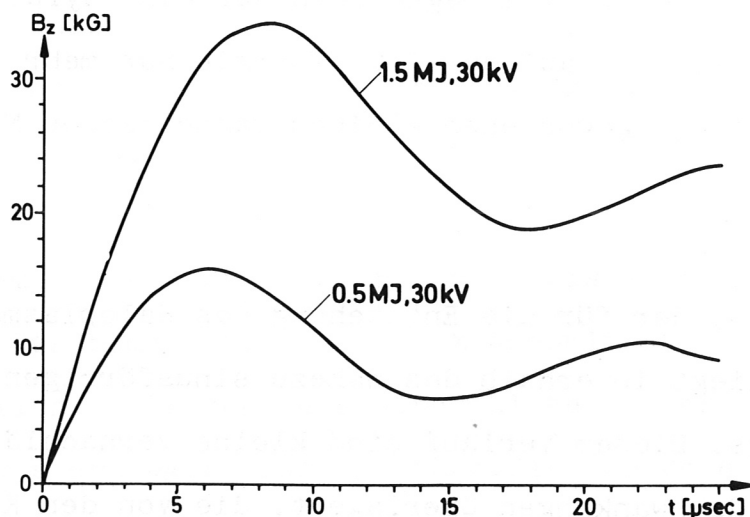


Abb. 21 Magnetfeld  $B_z$  als Funktion der Zeit.



das ist der Zeitraum, der für Ionisationsstöße in Frage kommt. Wie aus der Ortsabhängigkeit von Gleichung (28) hervorgeht, ist die Zündbedingung in Wandnähe am längsten erfüllt. Mit  $m_1$  der Deuteronenmasse in kg und  $W_1$  der Ionisationsenergie in J ergibt sich bei einem Gefäßradius  $R_G = 4.5 \cdot 10^{-2}$  m ( $8.5 \cdot 10^{-2}$  m) die obere Grenze von  $t$  zu  $6 \cdot 10^{-7}$  sec ( $1.1 \cdot 10^{-6}$  sec).

Ein Vergleich mit den Zeitpunkten, zu denen das erstmalige Auftreten des Halo beobachtet wird, zeigt, daß das Haloplasma bei Verwendung des Entladungsgefäßes mit  $R_G = 4.5 \cdot 10^{-2}$  m stets außerhalb, am Experiment mit dem Gefäßradius  $R_G = 8.5 \cdot 10^{-2}$  m bei wenigen Entladungen gerade noch innerhalb des, die Zündbedingung erfüllenden, Zeitraumes entsteht. Für den Großteil der Entladungen kommt somit auch die Stoßionisation als Entstehungsmechanismus des Halo nicht in Betracht. Eine Abschätzung des Ionisierungsgrads soll darüber Aufschluß geben, ob die durch ionisierende Stöße der Photoelektronen mit Neutralgasatomen erzeugte Sekundärelektronendichte

$$(29) \quad n_{\text{est}} = \int_t n_{\text{eph}} \cdot n_n \cdot \sigma_{\text{st}} \cdot v_{\text{eph}} \cdot dt \quad [\text{cm}^{-3}]$$

ausreicht, das Entstehen des Halo, zumindest bei letztgenannten Entladungen, durch die Zündung des Restneutralgases zu erklären. Dabei darf nicht außer acht gelassen werden, daß es selbst bei ausreichender Stoßionisation doch sehr zufällig wäre, wenn der Halo durch Zündung des Rest-

neutralgases bei genau der 1. Expansion entstehen würde.

$\sigma_{st}$  ist der Wirkungsquerschnitt für Stoßionisation von Elektronen mit Deuteriumatomen in  $\text{cm}^2$  und  $v_{eph}$  die Geschwindigkeit der Photoelektronen in  $\text{cm/sec}$ .

Dividiert man Gleichung (29) durch die Neutralgasdichte  $n_n$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) und ersetzt dann das Integral durch seinen Mittelwert, so kann der Stoßionisierungsgrad in guter Näherung geschrieben werden

$$(30) \quad \alpha_{st} = \langle n_{eph} \cdot \sigma_{st} \cdot v_{eph} \rangle \cdot t$$

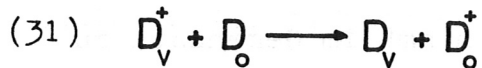
Setzt man in Gleichung (30) Werte entsprechend dem experimentellen Parameterbereich ein, so erhält man bestenfalls einen Gesamtionisierungsgrad  $\alpha = \alpha_{st} + \alpha_{ph} \approx 10^{-1}$ .

Die durch Photo- und Stoßionisierung unter Vernachlässigung von Rekombinationsvorgängen im Restneutralgas erzeugten Elektronendichten bleiben stets um ein bis zwei Größenordnungen unter den im Halo gemessenen Werten. Zudem könnte mit dem erreichten Ionisierungsgrad das schlagartige Einsetzen des Halo keinesfalls erklärt werden.

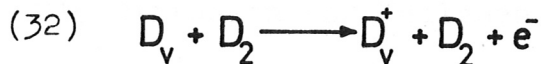
Diese Abschätzung erlaubt den Schluß, daß auch für die wenigen Entladungen, bei denen das Haloplasma gerade noch innerhalb des die Zündbedingung erfüllenden Zeitraums erstmals beobachtet wird, die Ionisation von Neutralgas durch Stöße mit Elektronen als Entstehungsmechanismus des Halo nicht in Betracht kommt.

### 5.3. Ionisierungsstöße schneller Neutralgasatome mit ruhendem Restneutralgas

Stoßen Ionen mit der Geschwindigkeit  $v$  Neutralgasatome, so kann Ladungsaustausch erfolgen



Schnelle Neutralgasatome können das Plasma verlassen und im zurückgebliebenen Restneutralgas ihrerseits durch Stöße Ladungsträger erzeugen, z.B.



Die freie Weglänge für einen Umladungsstoß zwischen Deuteronen  $D_v^+$  der Dichte  $n_i$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) und ruhendem Neutralgas  $D_0$  beträgt

$$(33) \quad \lambda_{fu} = \frac{1}{\sigma_u \cdot n_i} \quad [\text{cm}]$$

wobei  $\sigma_u$  ( $\text{cm}^2$ ) der zugehörige Stoßquerschnitt ist, der mit wachsender Deuteronenenergie abnimmt. Für die während der ersten 1-2  $\mu\text{sec}$  vorliegenden Plasmamparameter ergibt sich  $\lambda_{fu}$  zu etwa 1 cm. In diesem Fall tauschen die Ionen  $n_{iv}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) der komprimierenden Schicht bzw. der expandierenden Plasma-säule, die mit der Geschwindigkeit  $v$  (cm/sec) über einen Bereich ruhender Neutralteilchen  $n_{no}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) hinweglaufen, in weniger als 0.1  $\mu\text{sec}$  ihre Ladung aus. Die Anzahl der dabei entstandenen Neutralteilchen, die dann im wesentlichen

der Richtung der Kompressions- bzw. Expansionsbewegung folgen, lautet

$$(34) \quad n_{nv} = \int_t n_{iv} \cdot n_{no} \cdot \sigma_u \cdot v \cdot dt \quad [\text{cm}^{-3}]$$

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_1$  ( $\text{cm}^2$ ) für ionisierende Stöße, wie sie Beziehung (32) beschreibt, nimmt im Gegensatz zu dem des Umladevorgangs mit wachsender kinetischer Energie der Teilchen zu, erreicht aber erst bei einer Deuteronenenergie von ca. 350 eV einen Wert von  $10^{-17} \text{ cm}^2$ . Eine Abschätzung der erzeugten Ladungsträger

$$(35) \quad n_{es} = \int_t n_{nv} \cdot n_{no} \cdot \sigma_i \cdot v \cdot dt \quad [\text{cm}^{-3}]$$

wobei  $n_{nv}$  nach Gleichung (34) berechnet wird, führt zu dem Ergebnis, daß die im Haloplasma gemessenen Elektronendichten durch die betrachteten Stoßprozesse nicht erklärt werden können. Andererseits wird aber durch die nach (31) entstandenen, schnellen Neutralteilchen ein nicht zu vernachlässigender Energiebetrag zur Gefäßwand transportiert. Das Auftreten einer Neutralgasstoßwelle und damit zusammenhängende Wechselwirkungen mit der Gefäßwand bzw. mit dem Neutralgas im Wandbereich konnte allerdings nicht beobachtet werden.

#### 5.4. Transportvorgänge im Plasma senkrecht zum Magnetfeld

Wie im vorhergehenden Kapitel bereits gezeigt wurde, kann durch Umladungsstöße Energie quer zum Magnetfeld transportiert werden. Zwei weitere wesentliche Vorgänge, die Energie senkrecht zum Magnetfeld aus der dichten Plasmasäule in Neutralgasbereiche transportieren können, sind Diffusion und Wärmeleitung. Die Wärmeleitung ist als Transport der mittleren kinetischen Energie und die Diffusion, auf die zunächst eingegangen werden soll, als Transport der Teilchen einer bestimmten Energie anzusehen.

Die Diffusion von Teilchen im Plasma kann auch auf Stöße zwischen verschiedenartigen Ionen zurückgeführt werden. Die gemessene Verunreinigung des Plasmas durch schwere Atome wie z.B. Sauerstoff blieb bei den untersuchten Entladungen stets kleiner als 0.5 Prozent. Nach Spitzer [23] neigen zudem höher geladene Teilchen dazu, sich in den dichteren Plasmaregionen zu konzentrieren. Der Beitrag dieser Ionen zur Diffusion in Bereiche außerhalb der dichten Säule darf ebenfalls vernachlässigt werden.

Die Diffusion eines geladenen Teilchens parallel zu den Feldlinien eines homogenen Magnetfelds wird von diesem nicht beeinflusst. Senkrecht dazu wirkt jedoch die Lorentzkraft, die das geladene Teilchen auf eine Gyrationbahn zwingt. Das Teilchen wird dann im Mittel bei einem Stoß um einen Gyroradius versetzt.

Zur Abschätzung von Diffusionseffekten senkrecht zum Magnetfeld eignet sich besonders die entsprechende Diffusionsgeschwindigkeit, die im klassischen Fall nach Spitzer [23] mit dem Magnetfeld  $B$  in G, konstanter Temperatur  $T$  in  $^{\circ}\text{K}$  und dem Dichtegradienten  $\nabla n$  in  $\text{cm}^{-4}$  lautet

$$(36) \quad v_{kl} = - \frac{\eta \cdot \nabla p}{B^2} = - \frac{1.78 \cdot 10^{-3} \cdot \ln \Lambda}{B^2 \cdot T^{1/2}} \cdot \nabla n \quad \left[ \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \right]$$

Bis zum erstmaligen Auftreten des Halo ist die durch klassische Teilchendiffusion zurückgelegte Wegstrecke  $l_{kl} = v_{kl} \cdot t \ll 1 \text{ mm}$ .

In der Kompressionsphase der Entladung kann Plasmaturbulenz auftreten, die trotz Stoßfreiheit ebenfalls zu einer transversalen Diffusion führt. Für eine Abschätzung der entsprechenden Geschwindigkeit kann z.B. die von Bohm [23]

$$(37) \quad v_D = - \frac{5.4 \cdot 10^2 \cdot T}{n_e \cdot B} \cdot \nabla n_e \quad \left[ \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \right]$$

benutzt werden, wobei  $T$ ,  $B$ ,  $\nabla n_e$  dieselbe Dimension wie in Gleichung (36) besitzen und  $n_e$  in  $\text{cm}^{-3}$  einzusetzen ist. Auch die hieraus errechnete mittlere Diffusionslänge  $l_D$  ist mit ca. 1 mm gleichfalls vernachlässigbar klein.

Sowohl klassische als auch anomale z.B. Bohm-Diffusion reichen nicht aus, das Entstehen des Halobereichs zu bewirken. Da die Temperatur  $T$  des Plasmas in transversaler Richtung nicht



konstant ist, d.h. ein Temperaturgradient  $\nabla T$  existiert, muß auch die Wärmeleitung senkrecht zum Magnetfeld betrachtet werden. Wegen der großen Masse und des großen Gyrationradius wird sie von den positiven Ionen getragen.

Eine einfache Abschätzung des Einflusses der transversalen Wärmeleitung liefert der Wärmediffusionsweg  $l_{th}$ , der nach Wilhelm [24] folgendermaßen geschrieben werden kann

$$(38) \quad l_{th} = 1.5 \cdot 10^{10} \cdot \sqrt{\frac{1}{1 + (\omega_{ge} \cdot \tau_{ce})^2}} \cdot T_e^{5/4} \cdot \sqrt{\frac{\Delta t}{n_e}} \quad [\text{cm}]$$

dabei bedeutet  $\omega_{ge}$  die Gyrationfrequenz der Elektronen in sec,  $\tau_{ce}$  deren Eigenstoßzeit in sec,  $T_e$  die Elektronentemperatur in eV,  $n_e$  die Elektronendichte in  $\text{cm}^{-3}$  und  $\Delta t$  den Zeitraum, in dem Wärmediffusion stattfindet, in sec. Setzt man die Plasmaparameter, wie sie zum Zeitpunkt der ersten Kompression vorliegen, ein und berechnet den bis zum erstmaligen Aufleuchten des Halo zurückgelegten Weg, so findet man  $l_{th} < 1 \text{ mm}$ .

Die Abschätzung der Diffusionswege schließt eine Entstehung des Halo durch die betrachteten Transportvorgänge aus, da die Dimension des Halo in radialer Richtung stets um ein Vielfaches größer ist. Weiterhin wäre der Entladungsverlauf, wie ihn die Farbaufnahmen darstellen, durch kontinuierliche Vorgänge wie Diffusion und Wärmeleitung nicht erklärbar.

### 5.5. Entstehung des Halo durch Instabilitäten

Farbaufnahmen des dynamischen Verlaufs ("side-on") der bei höherem Anfangsfülldruck durchgeführten Entladungen zeigen in der Umgebung der 2. Expansion eine Struktur des Halo (siehe Abb. 19), die auf eine Austausch- bzw. "flute"-Instabilität hindeutet, d.h. die Plasmaoberfläche nimmt das Aussehen einer kannelierten Säule an. Derartige Instabilitäten lassen sich am besten mit Kurzaufnahmen des Plasmaquerschnitts vom Gefäßende her ("end-on") nachweisen [25]. Diese Methode konnte wegen der Länge ( $> 5$  m) der untersuchten Plasmen nicht angewandt werden, da bereits eine geringfügige Verdrillung der Plasmasäule bzw. der an den Spulenenden divergent ausströmende Plasmaanteil genügt, vorhandene Strukturen zu verschmieren.

Im folgenden soll an Hand theoretischer Modelle untersucht werden, ob es möglich ist, die Entstehung des Halo auf die oben erwähnte "flute"-Instabilität (magnetohydrodynamische Instabilität) zurückzuführen.

Nach Spitzer [23] kann eine "flute"-Instabilität entstehen, wenn das Magnetfeld überall die gleiche Richtung besitzt und das Plasma gegen die Trägheitskraft beschleunigt oder die Schwerkraft kompensiert.

In Abb. 22a ist der aus einer Drehspiegelkameraaufnahme ermittelte Radius  $r_p$  (cm) des zentralen Plasmazylinders einer

Entladung (mit 40 mTorr  $D_2$  Anfangsfülldruck) über der Zeit aufgetragen. Die eingezeichneten oberen und unteren Grenzwerte sind ein Maß für die Genauigkeit der Ortsbestimmung der äußeren Zylinderschicht. Die erste Ableitung, der in Abb. 22a dargestellten Kurve, nach der Zeit ergibt die Geschwindigkeit  $v = dr_p / dt$  der Plasmaoberfläche (Abb. 22b), die zweite Ableitung deren Beschleunigung  $b = d^2r_p / dt^2$  (Abb. 22c). Die in Abb. 22b und 22c angegebenen Grenzwerte findet man durch Differentiation der Kurven, die jene der Abb. 22a verbinden. Während der Zeiten, die in Abb. 22c den Abszissenabschnitten der schraffierten Bereiche I, II, III entsprechen, erfährt das Plasma eine Beschleunigung gegen die Trägheitskraft. Hier sind die Voraussetzungen für das Auftreten einer Instabilität erfüllt.

Tatsächlich wird auf den Farbaufnahmen (siehe Abb. 19) das Haloplasma eindeutig in dem zum Bereich II bzw. III der Abb. 22c gehörenden Zeitraum beobachtet, was die Annahme, daß der Halo aus einer Instabilität der Plasmasäule entsteht, bekräftigt. Die Dunkelpausen z.B. zwischen Bereich II und III (stabiles Gebiet) ließen sich mit zunehmender Stabilität oder umgekehrt abnehmender Instabilität erklären.

Instabilitäten können bei einem magnetfeldfreien Plasma, das eine ideale (d.h. unendlich dünne) stromführende Schicht von einem Vakuum trennt, auch durch die Krümmung der magnetischen Kraftlinien an der Vakuumseite der Oberfläche entstehen [26]. Derartige durch eine Feldlinienkrümmung hervor-

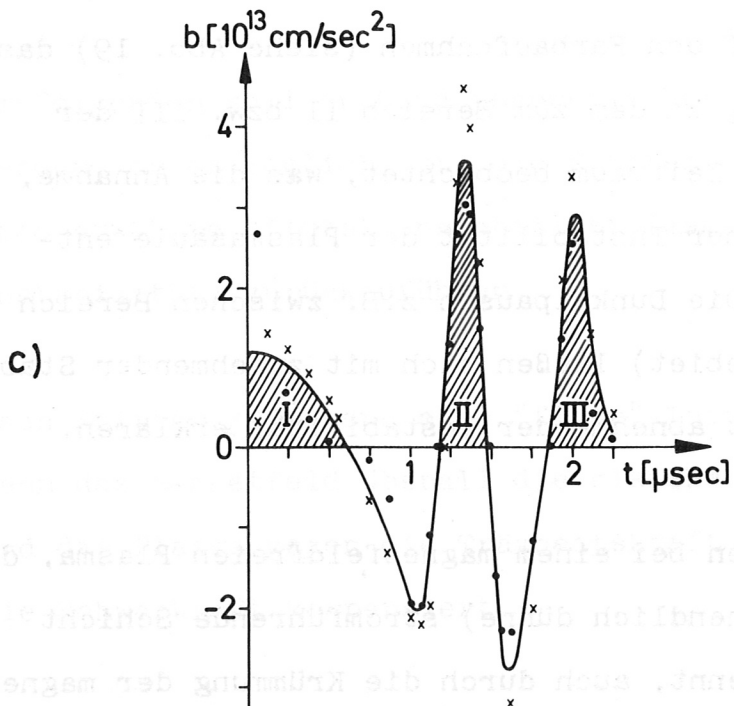
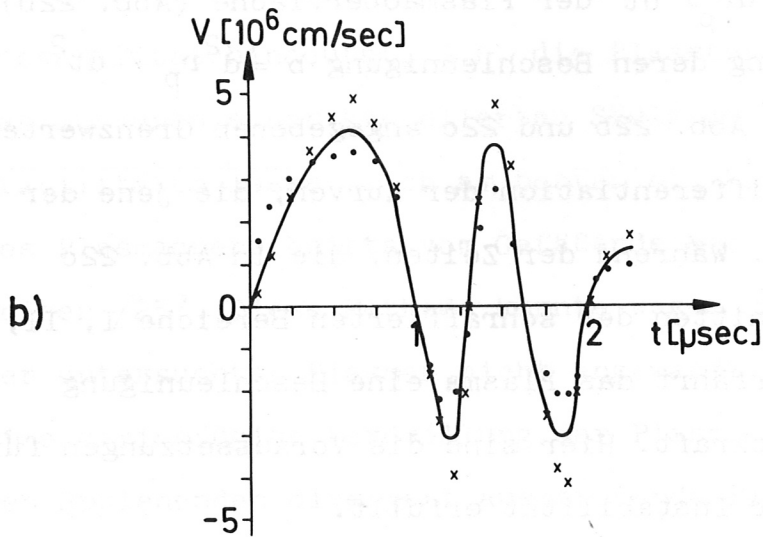
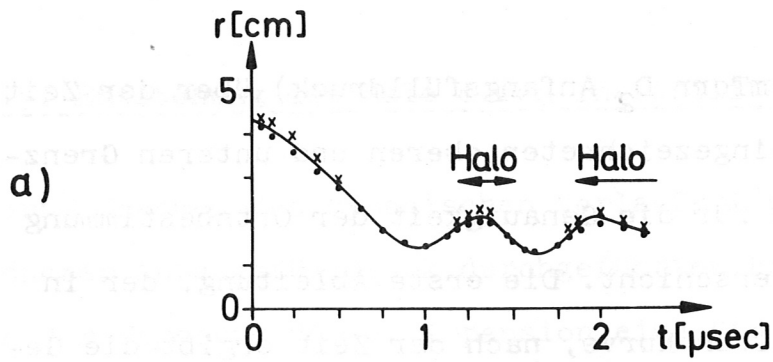


Abb. 22 a) Radius  $r$  b) Geschwindigkeit  $v$  und c) Beschleunigung  $b$  der Oberfläche des zentralen Plasmazylinders einer 0.5 MJ-Entladung (40 mTorr  $D_2$ ) als Funktion der Zeit.

gerufene Instabilitäten müßten auch in der adiabatischen Phase auftreten, weil die Beschleunigung darauf keinen Einfluß hat. Beim Theta-Pinch handelt es sich wegen der geraden Kraftlinien ( $B_z$ -Feld) um ein indifferentes Gleichgewicht (marginal stabil). Anders sind die Verhältnisse am Theta-Pinch mit innen helisch verformter Entladungsspule. Neben dem  $B_z$ -Feld liegen in diesem Fall auch  $B_r$ - und  $B_\theta$ -Komponenten vor, die Feldlinien sind also gekrümmt. Letztere Komponenten sind jedoch etwa eine Größenordnung kleiner als der  $B_z$ -Feldanteil und verursachen deshalb nur eine geringe Krümmung der magnetischen Kraftlinien. Trotzdem kann diese Anordnung instabil sein.

Kruskal und Schwarzschild [27] haben die Stabilität eines unendlich leitfähigen Plasmas, das im Schwerfeld von einem Magnetfeld im Gleichgewicht gehalten wird, gegenüber magnetohydrodynamischen (MHD-) Instabilitäten mit der Methode der Normalschwingungen untersucht. Das vom Magnetfeld durch eine ebene Grenzfläche getrennte Plasma verhält sich instabil, solange die Ungleichung

$$(39) \quad 2 \cdot \left(1 + \frac{B_0^p}{\mu_0 \cdot p_0}\right) \cdot k_z^2 < \frac{g_0 \cdot \rho_0}{p_0} \cdot |k_x|$$

erfüllt ist.  $B_0^p$  ist das im ruhenden Plasma enthaltene Magnetfeld in  $\frac{V \cdot \text{sec}}{m^2}$ ,  $p_0$  der dort herrschende Druck in  $\frac{V \cdot A \cdot \text{sec}}{m^3}$ ,  $\rho_0$  die Plasmadichte in  $\frac{kg}{m^3}$ ,  $\mu_0$  die Induktionskonstante in  $\frac{V \cdot \text{sec}}{A \cdot m}$  und  $g_0$  die Fallbeschleunigung



in  $\frac{m}{\text{sec}^2}$ .  $k_z$  ist die Wellenzahl der Störung entlang der Magnetfeldrichtung (z-Richtung),  $k_x$  die der Störung in x-Richtung. Da für die Plasmakonfigurationen der vorliegenden Arbeit  $k_z = 0$  gesetzt werden kann, gilt die Ungleichung (39) für alle Wellen mit Wellenzahlen  $k_x \neq 0$  senkrecht zum Magnetfeld.

Dieses Ergebnis besagt, daß die kleinste Störung senkrecht zum Magnetfeld eine Instabilität des Plasmas bewirkt, was im Gegensatz zur experimentellen Aussage steht.

Die Unzulänglichkeiten des betrachteten MHD-Modells sind darin zu sehen, daß ein homogenes, ebenes Plasma vorausgesetzt wird. Außerdem sind stabilisierende Effekte wie z.B. endliche Leitfähigkeit oder endliche Gyroradien und der Übergang in den Gleichgewichtszustand nicht enthalten.

Freidberg und Marder [28] untersuchten ebenfalls mit Hilfe der MHD-Theorie den helisch verformten Theta-Pinch auf seine Stabilität, geben allerdings nur für die  $m = 0$ -Instabilität ( $m =$  Wellenzahl in azimuthaler Richtung) ein einfaches Stabilitätskriterium an.

Auf ein realistischeres Modell, das zwar mit der Einschränkung Beschleunigung  $b = 0$  gilt, aber als Grundlage für die anschließend beschriebenen Modelle dient, soll hier nur kurz eingegangen werden. Rosenbluth et al. [29] leiteten wie

Kruskal und Schwarzschild für ein Plasma, auf das ein Magnetfeld und die Gravitationskraft einwirken, unter folgenden Annahmen Stabilitätskriterien ab. Sie setzten in Annäherung an das Experiment keine Homogenität voraus, sondern gingen von der Vlasov-Gleichung, die das Verhalten vieler Teilchen beschreibt, und den Maxwell-Gleichungen aus und berücksichtigten endliche Gyroradien.

Auch Freidberg [30] verwendete ein gegenüber der MHD-Theorie verbessertes Modell, um die Bedingungen zu ermitteln, die zur Unterdrückung von  $m \geq 2$ -Instabilitäten beim helisch verformten Theta-Pinch erfüllt sein müssen. Freidberg ließ, wie auch Rosenbluth et al. die Gyration der stoßfreien Ionen zu, indem er ihr Verhalten durch die Vlasov-Gleichung ausdrückte. Die an die Magnetfeldlinien gebundenen Elektronen wurden als Flüssigkeit betrachtet. Ergänzend sei die Forderung nach Erhaltung der Ladungsneutralität und die Vernachlässigung eines Verschiebungsstroms erwähnt. Dieses dem Experiment angenäherte Modell ergab für Instabilitäten mit höherem  $m$  wesentlich langsamere Anwachsraten als die MHD-Theorie voraussagt. Im allgemeinen ist damit der Zeitraum, in dem die Instabilität anwächst, größer als die Beobachtungsdauer und eine Beschreibung des in Betracht kommenden Plasmaverhaltens nicht möglich.

Gleichfalls von der Vlasov-Gleichung ausgehend, betrachteten Shonk und Morse [31], unter Berücksichtigung verschiedener Aspekte des Rosenbluth'schen Modells, eine Stoßwelle in einem

stoßfreien hoch- $\beta$  Plasma, deren Ausbreitungsrichtung senkrecht zum Magnetfeld verlief. Die Ausbreitung einer Welle großer Amplitude in einem Plasma erzeugt eine stark anisotrope Geschwindigkeitsverteilung, was zu einer Vielzahl von Instabilitäten führen kann. Die entsprechende Dichteänderung muß durch Integration längs aller Teilchenbahnen, die durch denselben Punkt laufen, gefunden werden. Die Lösung dieses Problems erfolgte numerisch unter Anwendung der PIC- (Particle In Cell) Technik [32]. Die Teilchenbewegung unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes  $E = (E_x, E_y, 0)$  und eines Magnetfeldes  $B = (0, 0, B_z)$  wurde schrittweise integriert, um die Teilchenkonfiguration so darstellen zu können, daß das Anwachsen einer Instabilität direkt beobachtet werden konnte. Die an magnetische Feldlinien gebundenen, wie eine masselose adiabatische Flüssigkeit behandelten Elektronen bewegten sich so, daß die Ladungsneutralität aufrecht erhalten blieb.

Der betrachtete, vierdimensionale Phasenraum bestand aus zwei Raumrichtungen  $x$  und  $y$  und den zugehörigen Geschwindigkeiten  $v_x$  und  $v_y$ .

Shonk und Morse berechneten den Fall eines implodierenden Zylinders, der aus ionisiertem Material besteht. Als Teilchen wurden Deuteriumionen der Dichte  $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  im Hintergrund und  $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  im Kolben der Stoßwelle benutzt. Die Teilchen im Zylinder besaßen eine, der kinetischen Temperatur von

50 eV entsprechende Anfangsgeschwindigkeit, deren Vektor auf die Zylinderachse gerichtet war. Die Bewegungsrichtungen und Geschwindigkeiten der Hintergrundionen wurden statistisch verteilt und erreichten Werte bis zu 0,5 eV. Der Wert des gleichförmigen Anfangsmagnetfelds wurde in einer Alfvén-Machzahl von 5 für die Anfangsbewegung des magnetischen Kolbens ausgedrückt.

Eine näherungsweise Übereinstimmung der experimentellen Daten mit den oben angeführten Größen der Modellrechnung erlaubt einen Vergleich der theoretischen Ergebnisse mit den experimentellen. Abb. 23 zeigt die Teilchenverteilung des Plasmaquerschnitts für den Fall, wie er bei den untersuchten Entladungen vorlag, daß auch außerhalb des Zylinders ein starkes Magnetfeld die Plasmaoberfläche gegen die Reaktionskraft beschleunigt. Die Entwicklung einer "flute"-Instabilität an der Grenzfläche der Zylinderschicht und dem beschleunigenden Magnetfeld ist zu erkennen. Die Projektion dieser rechnerisch ermittelten Plasmastruktur auf eine Ebene senkrecht zur Beobachtungsrichtung ("side-on") ergibt eine zweidimensionale Abbildung der Plasmaoberfläche. Die Drehspiegelkamera nahm dann das zeitliche Verhalten eines in axialer Richtung, im Vergleich zur Gesamtlänge, infinitesimal kleinen Segments der Plasmasäule auf.

Betrachtet man die Bereiche I, II und III der Abb. 22c, die mit dem Modell eines implodierenden Zylinders aus ionisiertem

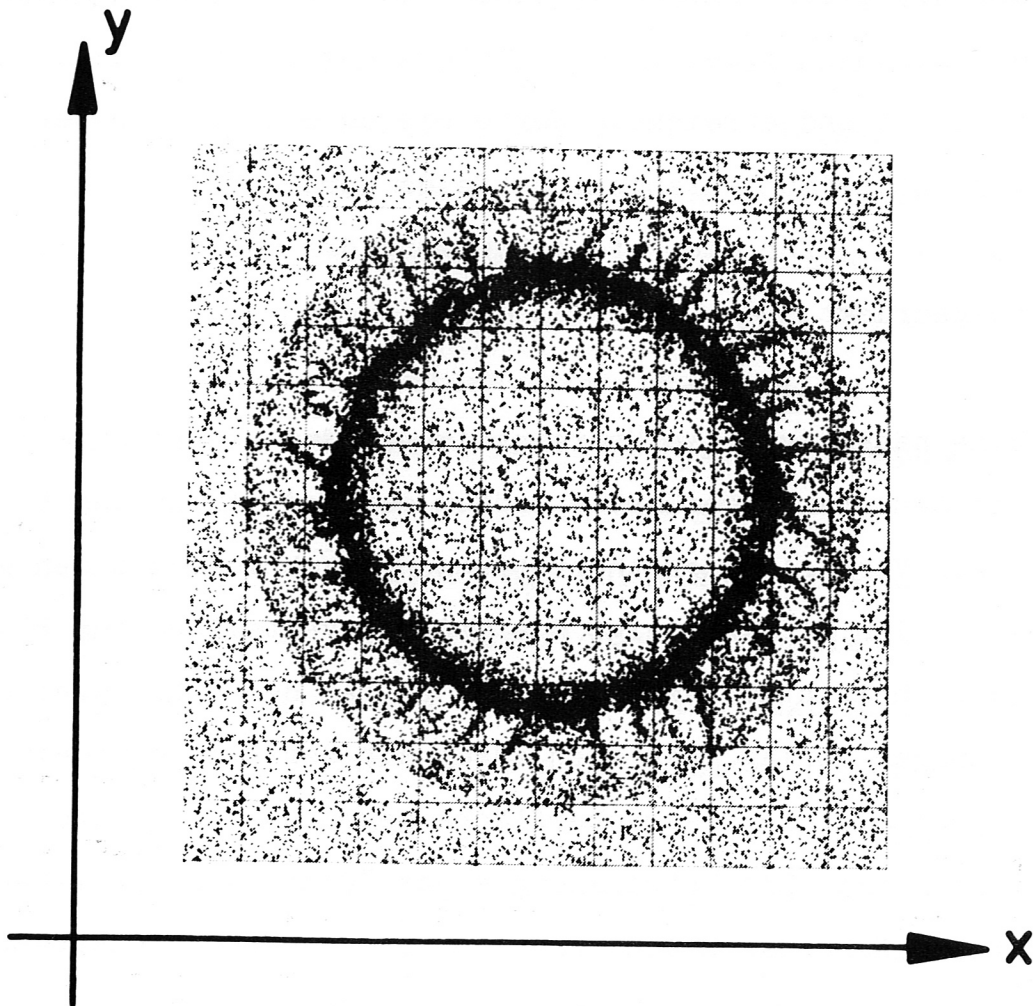


Abb. 23 Teilchenkonfiguration in der Querschnittsebene eines Theta-Pinch-Plasmas während der Implosionsphase aus numerischen Rechnungen [31]. "Flute"-Instabilitäten sind zu erkennen.

Material verglichen werden können, so findet man bei den "side-on"-Aufnahmen im Bereich I keine der Projektion entsprechende Plasmastruktur. Die Vermutung, daß hier keine bzw.



eine geringe Instabilität auftritt, liegt nahe. Der in den Abb. 9a, 10a, 11a aufgetragene, zeit- und orts aufgelöste Dichteverlauf, den man aus den Starkverbreiterungsmessungen der Linie  $D_{\beta}$  erhält, läßt eine über sämtliche Meßorte bis zu dem Zeitpunkt der 1. Kompression nahezu konstante Elektronendichte bei 10 mTorr, bzw. eine nahezu gleichmäßige Dichteabnahme bei 40 mTorr  $D_2$  Anfangsfülldruck erkennen. Das heißt außerhalb des implodierenden Plasmas bleibt ein Bereich zurück, der auf eine "flute"-Instabilität hinweisen könnte. Daß man keine Struktur der "flutes" auf den Aufnahmen erkennt, kann mit der geringen Intensität der aus den Filamenten emittierten Strahlung gegenüber dem gleichartigen Strahlung aussendenden, ungestörten Plasma erklärt werden.

"End-on" Kurzaufnahmen [25] in der Implosionsphase eines kurzen Theta-Pinchs (Spulenlänge: 20 cm, Durchmesser: 9 cm) zeigten bis etwa 120 mTorr  $H_2$  Fülldruck wegen der Bewegungsunschärfe ebenfalls keine eindeutige bzw. eine äußerst feine "flute"-Struktur. Aufnahmen in der Umgebung des Zeitpunkts der ersten Kompression geben einen nahezu ungestörten Plasmaquerschnitt wieder, d.h. die "flutes" bildeten sich zurück. Sie sind in dem Zeitabschnitt, wo das Plasma gegen die Trägheitskraft beschleunigt wird, erneut zu sehen.

Die Aussagen über den Bereich I können in gleicher Weise für den Bereich II zutreffen, der mit dem erstmaligen Auftreten des Halo zusammenfällt. Auch hier ist keine ausgesprochene Struktur einer "flute"-Instabilität im Halo zu erkennen.

Wie bereits eingangs erwähnt, ist im Bereich III der Abb. 22c auf den Farbaufnahmen eine Struktur des Halo zu erkennen, die mit dem von Shonk und Morse berechneten Verhalten der Plasmaoberfläche in Übereinstimmung gebracht werden kann. Nach wenigen Mikrosekunden zeigen dieselben Farbaufnahmen, daß die "flute"-Struktur entweder verloren geht oder aber weitgehend verschmiert. Dafür läßt sich u.a. die gleiche Begründung wie oben als Erklärung heranziehen. Hinzu kommt noch, daß das Abbildungsverhältnis die Ortsauflösung der Aufnahmen begrenzt und dadurch eine Feinstruktur nicht mehr nachgewiesen werden kann.

Auf den "end-on" Kerrzellenaufnahmen Mentels [25] findet man zu Beginn der adiabatischen Phase ein Abnehmen der "flute"-Struktur und ein sich ausbildendes Halo. Lichtstärkere Kurzzeitphotos zeigen währenddessen ein Ablösen der "flutes" vom Zentralplasma. Mentel erklärte jedoch diese Leuchterscheinung mit den nicht fokussierten Enden und nicht mit einem Halobereich außerhalb der dichten Säule. Einen Hinweis darauf, daß das Haloplasma ab etwa 6 - 8  $\mu$ sec nahezu oder sogar völlig ohne "flute"-Struktur ist, gibt die im Zeitraum danach gefundene Flußkonstanz (siehe Abb. 20).

Die in den vorhergehenden Kapiteln durchgeführten Untersuchungen verschiedener möglicher Entstehungsmechanismen des Halo führten zu dem Ergebnis, daß sie zu dessen Erklärung nicht ausreichen. Die Gegenüberstellung von theoretischem Modell

und experimenteller Aussage erlaubt den Schluß, daß die Entstehung des Halo durch eine "flute"- oder Austauschinstabilität des gegen die Reaktionskraft beschleunigten Plasmazylinders am ehesten zutrifft.

6. Literaturverzeichnis

- [1] Herold, H., Jahoda, F.C., Bull. Am. Phys. Soc.  
Ser. 2, 13, 877 (1968)
- [2] Herold, H., et al., Los Alamos Scientific Laboratory  
Report LASL 4075-MS, 69 (1968)
- [3] Wilhelm, R., Zwicker, H., Z. Physik 240, 295 (1970)
- [4] Bobeldijk, C., Rijnhuizen Report 68-45, FOM Instituut  
voor Plasma-Physica, Jutphaas, Nederland (1968)
- [5] Bobeldijk, C., et al., Proc. Third Conf. on Plasma  
Physics and Contr. Nuclear Fusion Research, Novosibirsk,  
CN-24/B-10 (1968)
- [6] Ribe, F.L., et al., Bull. Am. Phys. Soc. 8, 148 (1963)
- [7] Lehner, G., Pohl, F., IPP-Report 1/91, Garching-München (1968)
- [8] Griem, H.R., Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill Book  
Company, New York (1964)
- [9] Engelhardt, W., et al., Z. Physik 246, 29 (1971)
- [10] Andelfinger, C., et al., IPP-Report 1/67, Garching-München  
(1967)

- [11] Kaufmann, M., Fourth Conf. on Plasma Physics and Contr. Nuclear Fusion Research, Madison, CN-28/J-3 (1971)
- [12] Glock, E., Proc. VII Int. Conf. on Phen. Ion. Gases, Beograd, Vol. III, 194 (1966)
- [13] Röhr, H., IPP-Report 1/58, Garching-München, (1967)
- [14] de Vos, J.C., Physica 20, 690 (1954)
- [15] McWhirter, R.W.P., in Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New York (1965)
- [16] Schumacher, U., IPP-Report 1/93, Garching-München (1968)
- [17] Griem, H.R., Phys. Rev. 131, 1170 (1963)
- [18] McWhirter, R.W.P., Hearn, A.G., Proc. Phys. Soc. (London) 82, 641 (1963)
- [19] Eberhagen, A., Z. ang. Phys. 20, 244 (1966)
- [20] Kaufmann, M., et al., IPP-Report 1/111, Garching-München (1970)
- [21] Gruber, O., IPP-Report 1/121, Garching-München (1971)



- [22] Chodura, R., IPP-Report 1/87, Garching-München (1968)
- [23] Spitzer, L., Physics of Fully Ionized Gases,  
2<sup>nd</sup> Edition, Interscience Publishers, New York (1965)
- [24] Wilhelm, R., IPP-Report 1/87, Garching-München (1968)
- [25] Mentel, J., Diplomarbeit TH München (1962)
- [26] Fünfer, E., Lehner, G., *Ergeb. exakt. Naturw.* 34, 1 (1962)
- [27] Kruskal, M.D., Schwarzschild, M., *Proc. R. Soc. A* 223,  
348 (1954)
- [28] Freidberg, J.P., Marder, B.M., *Phys. Fluids* 14, 174 (1971)
- [29] Rosenbluth, M.N., et al., *Nuclear Fusion, Supplement*  
Pt. 1, 143 (1962)
- [30] Freidberg, J.P., Fourth Conf. on Plasma Physics and Contr.  
Nuclear Fusion Research, Madison, CN-28/J-5 (1971)
- [31] Shonk, C.R., Morse, R.L., *Proc. of the APS Topical Conf.*  
on Numerical Simulation of Plasma, LA-3990 (1968)
- [32] Amsden, A.A., Los Alamos Scientific Laboratory Report  
LA-3466 (1966)