

Wiedle/Billich

**INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**  
**GARCHING BEI MÜNCHEN**

Elektrische Sondenmessungen  
in schnellen stromstarken  
Stossentladungen

von

G. Hofmann

IPP 1/8

Dezember 1962

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

*Johann u. Walter*

# Inhaltsverzeichnis

=====

	Seite
Zusammenfassung .....	1
1. Einführung .....	3
2. Theorie der Doppelsonde im Hinblick auf hohe Plasmadichten in schnellen Stoßentladungen ....	5
2.1 Charakteristik einer ebenen symmetrischen Doppelsonde .....	6
2.2 Auswertung einer vollständigen symmetri- schen Sondencharakteristik .....	11
2.3 Reduziertes Verfahren zur Gewinnung der Elektronendichte unter Berücksichtigung gerichteter Geschwindigkeiten der Ladungs- träger .....	13
2.4 Messung der elektrischen Feldstärke im Plasma mit "schwimmenden" Gabelsonden .....	19
3. Anwendung von Doppelsonden in schnellen Stoß- entladungen .....	21
3.1 Allgemeine Gesichtspunkte über die Vorzüge von Doppelsonden in schnellen Stoßent- ladungen .....	21
3.2 Die Zeitauflösung .....	23
3.3 Technische Ausführung von Sonde und Meßkreis .....	26
4. Beispiele von Sondenmessungen in einer linearen Stoßentladung .....	29
4.1 Beschreibung der Apparatur und der zusätzlichen Diagnostikmittel .....	29
4.2 Punktweise Aufnahme einer vollständigen Sondencharakteristik .....	30
4.3 Anwendung des reduzierten Verfahrens zur Elektronendichtemessung ohne den Einfluß gerichteter Geschwindigkeiten .....	32

4.4 Anwendung des reduzierten Verfahrens zur Messung der Elektronendichte und gerichteter Geschwindigkeiten .....	44
5. Diskussion .....	51
Anhang I: Sonde und Meßkreis .....	53
Anhang II: Die lineare Stoßentladung .....	54
Literaturverzeichnis .....	55

Zusammenfassung

=====

Das Ziel dieser Arbeit war, die Verwendbarkeit elektrischer Sonden in dichten, heißen Plasmen schneller Stoßentladungen zu untersuchen.

Gegenüber stationären Entladungen und dünnen Plasmen treten einige weitere Probleme auf:

Es fehlt ein festes Bezugspotential, hohe Sondenspannungen sind zur Gewinnung der vollständigen Sondencharakteristik nötig, starke Felder beeinflussen die Messung und eine hohe Zeitauflösung wird gefordert.

Mit der Technik "schwimmender" Doppelsonden lassen sich gute Erfolge erzielen, doch kann in dichten Plasmen der Sättigungsknick der Charakteristik nicht mehr erreicht werden, da schon ab etwa 25 Volt Sondenspannung Bögen zwischen den Sondenelektroden zünden.

Wegen dieser Schwierigkeit wurde auf die Aufnahme von Sondencharakteristiken verzichtet.

Es läßt sich zeigen, daß für kleine konstante Sondenspannungen der Sondenstrom proportional  $n_e T_e^{-1/2}$ , d.h. im wesentlichen eine Funktion der Elektronendichte  $n_e$  ist ( $T_e$  = Elektronentemperatur). Damit können nun auch bei höheren Plasmadichten Aussagen über das Plasma mit elektrischen Sonden gewonnen werden.

Bei Ausführung der Doppelsonden in koaxialer Form mit konzentrischen ebenen Elektroden ist der Einfluß von Störfeldern minimal. Wird die Sonde für ein gegebenes

Plasma dem Wellenwiderstand des koaxial aufgebauten Sondenkreises angepaßt (äquivalenter Plasmawiderstand soll dem Wellenwiderstand nahekommen), kann eine hohe Zeitauflösung erreicht werden ( $10^{-7}$  sec.).

Da nur bei einer konstanten Sondenspannung gemessen wird, muß an die Reproduzierbarkeit der Entladung kein Anspruch gestellt werden.

In schnellen Stoßentladungen treten häufig gerichtete Geschwindigkeiten der Ladungsträger auf, die der thermischen vergleichbar sind. In diesem Fall wird das Sonden-signal abhängig von der Orientierung der Sondenelektroden. Aus dieser Abhängigkeit können Größe und Richtung der gerichteten Geschwindigkeit grob abgeschätzt werden.

Mit zylindrischen Gabelsonden lassen sich elektrische Feldstärken im Plasma nach einer Gegenspannungsmethode gut bestimmen.

In einer linearen Stoßentladung, die bei zwei Frequenzen (40 kHz und 100 kHz) betrieben wurde, konnten bei kleineren Ladespannungen vollständige Charakteristiken punktweise aufgenommen werden (z.B.  $n_e = 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 65\,000 \text{ }^\circ\text{K}$ ). Bei höheren Elektronendichten ( $10^{14}$  bis  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) wurde das reduzierte Verfahren mit kleinen Sondenspannungen angewandt. Alle Entladungen geschahen mit Wasserstoff von 0,1 Torr Anfangsdruck. Der Ort der Sonde wurde radial variiert. Gerichtete Geschwindigkeiten von einigen  $10^5 \text{ cm/sec}$ . wurden bei der schnellen Entladung beobachtet. Gleichzeitig wurden die Elektrodenspannung, die Stromableitung und das azimutale Magnetfeld registriert und mit Sondenmessungen verglichen.

## 1. Einführung

In ionisierten Gasen sind Langmuirsonden ein nützliches Diagnostikumittel. Dies sind Elektroden im Plasma, denen gegenüber einer anderen, räumlich entfernten Elektrode, die mit dem Plasma in galvanischer Verbindung steht (z.B. Anode oder Katode der Entladung), eine Spannung aufgeprägt wird. Aus der Abhängigkeit des Sondenstromes von der angelegten Sondenspannung, der Sondencharakteristik, lassen sich Plasmadaten wie Elektronentemperatur, -dichte, Plasmapotential und Wandpotential bestimmen.

Bei nichtstationären Entladungen mit hohen Plasmadichten und -temperaturen sind Einzelsonden im allgemeinen nicht mehr brauchbar.

Der wesentlichste Grund dafür ist, daß meist kein einfacher Zusammenhang mehr zwischen dem Potential des Plasmas am Ort der Sonde und am Ort der räumlich weit entfernten Referenzelektrode besteht. Die Störung des Plasmas durch eine Langmuirsonde ist groß, da schon ohne Sondenspannung wegen galvanischer Ankopplung an äußere Potentiale dem Plasma beträchtliche Ströme entzogen werden können.

Für die Methodik der Einzelsonde ist die Messung der Elektronen-Sättigungsströme nötig. Diese nehmen in dichten Plasmen hohe Werte an und führen zu einer starken thermischen Belastung und oft Zerstörung der Sonde.

Starke Magnetfelder reduzieren die Bewegung der Ladungsträger senkrecht zur Feldrichtung. Sind die Träger des Sondenstromes, wie bei der Einzelsonde, im wesentlichen

die Elektronen, dann ist wegen der kleinen Masse der Gyroradius klein. Bedingung für die Anwendung einer einfachen Sondentheorie ist jedoch: Gyroradius groß gegen die Schichtdicke. Diese Bedingung ist für Elektronen schon bei relativ niedrigen Magnetfeldern nicht mehr erfüllt (siehe Tabelle I).

Tabelle I: Verhältnis des Elektronen-Gyroradius zur Debyelänge.

H [Gauss]	500	1000	1500	2000	3000	5000	10 000
$n_e$ [cm <sup>-3</sup> ]							
10 <sup>12</sup>	10,2	5,1	3,4	2,55	1,7	1,02	0,51
10 <sup>13</sup>	32	16,1	10,7	8,05	5,35	3,2	1,61
10 <sup>14</sup>	102	51	34	25,5	17	10,2	5,1
10 <sup>15</sup>	320	161	107	80,5	53,5	32	16,1
10 <sup>16</sup>	1020	510	340	255	170	102	51

Die oben angeführten Schwierigkeiten lassen sich vermeiden bzw. verkleinern durch die Anwendung der Technik "schwimmender" Doppelsonden. [1,2,3,4]

Bei dieser Methode befinden sich zwei Sondenelektroden an homologen Stellen im Plasma, d.h. wegen der engen Nachbarschaft unterscheidet sich das Plasma um beide Elektroden nicht. Mit äußeren Potentialen existiert keine galvanische Verbindung; dem Plasma wird kein Gesamtstrom entzogen. (siehe Abb. 1)

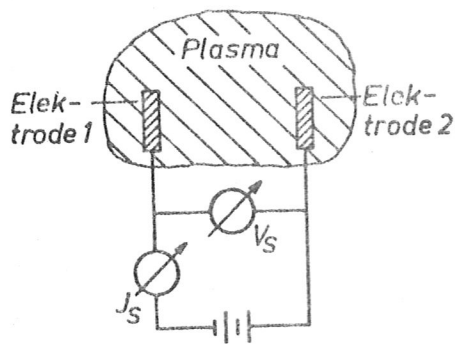


Abb. 1: Schaltung der Doppelsonde  
 $V_S$  = Sondenspannung  
 $I_S$  = Sondenstrom

Im folgenden Kapitel wird die Theorie der Doppelsonde kurz dargestellt und gezeigt, wie sich ihr Anwendungsbereich in Richtung höherer Plasmadichten erweitern läßt. Der Einfluß von gerichteten Geschwindigkeiten der Ladungsträger auf die Sondenmessung wird diskutiert und eine Bedingung für das Erreichen hoher Zeitauflösung angegeben.

2. Theorie der Doppelsonde im Hinblick auf hohe Plasmadichten in schnellen Stoßentladungen.

Bei allen folgenden Betrachtungen sei vorausgesetzt:

- a) Quasineutrales Plasma:  $n_e = n_i$ .
- b) Boltzmannverteilung der Elektronen im ungestörten Plasma,
- c) Elektronentemperatur  $T_e$  größer als die Iontemperatur  $T_i$

Wird den beiden Sondenelektroden kein Potential von außen aufgeprägt, nehmen sie wie alle isolierten Körper im Plasma wegen des stärkeren Einstroms von Elektronen das negative Wandpotential  $V_f$  an (Floating potential).

Aus dem Gleichsetzen von Ionen- und Elektroneneinstrom [1] ergibt sich:

$$|V_f| = \frac{kT_e}{e} \cdot \ln \left( 0,658 \cdot \sqrt{\frac{M}{m_e}} \right) \quad \dots(1)$$



$M, m_e$  = Ionen- bzw. Elektronenmasse  
 $k$  = Boltzmannkonstante  
 $e$  = Einheitsladung

Um die Elektroden bildet sich eine positive Raumladungsschicht von der Dicke der Debye-Länge  $h$  aus:

$$|e = 6,9 \sqrt{\frac{T_e}{n_e}}| \quad \dots(2)$$

$T_e$  in  $^{\circ}\text{K}$   
 $n_e$  in  $\text{cm}^{-3}$

Da das Plasma um beide Elektroden wegen der engen räumlichen Nachbarschaft gleich ist, liegen die Elektroden auf gleichem Wandpotential; es fließt kein Strom im Sondenkreis.

Im folgenden wird nun das Verhalten des Sondenstromes nach Anlegen einer äußeren Sonden-Spannung für den Fall einer Doppelsonde mit ebenen flächengleichen Elektroden betrachtet.

### 2.1 Charakteristik einer ebenen symmetrischen Doppelsonde.

Wird den Sondenelektroden eine äußere Spannung  $V_S$  aufgeprägt, nähert sich das Potential der positiveren Elektrode dem Plasmapotential am Ort dieser Elektrode und die Dicke der positiven Raumladungsschicht nimmt ab. Das Potential der negativen Elektrode entfernt sich weiter vom Plasmapotential, wobei die Schichtdicke zunimmt (Abb. 2).

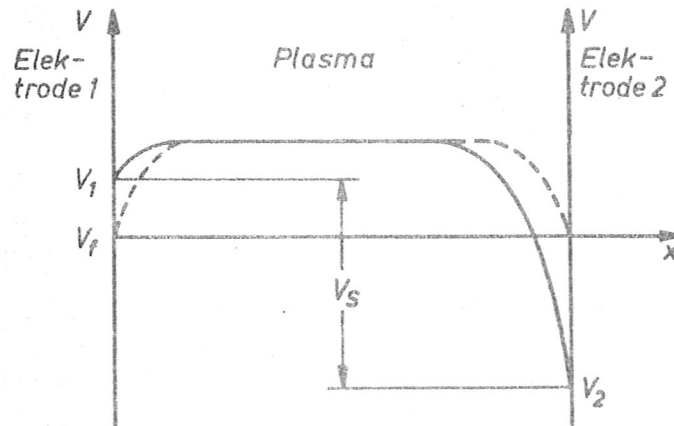


Abb. 2: Verschiebung der Elektrodenpotentiale nach Anlegen einer Sondenspannung  $V_S$ . Positive Elektrode 1; unterbrochene Linie gibt den stromlosen Zustand wieder.

Läßt man die Sondenspannung stetig wachsen, wird ein Gebiet erreicht, in dem der Sondenstrom konstant bleibt (Sättigungsbereich). Eine weitere Erhöhung der Sondenspannung vergrößert lediglich die Schichtdicke vor der negativen Elektrode.

Nun ist leicht einzusehen, daß wegen seines kleineren Wertes der Ioneneinstrom zur negativen Elektrode den Sonden-Sättigungsstrom bestimmt. Der Elektroneneinstrom zur positiven Elektrode hat nur eine kompensierende Aufgabe. In der Tat wird auch nur ein ganz geringer Bruchteil des maximal möglichen Elektroneneinstroms (der durch den gerichteten thermischen Elektronenfluß gegeben ist) für die Kompensation des Ionenstroms benötigt.

Es liegt nun nahe, für den maximalen Ioneneinstrom den gerichteten thermischen Fluß  $n_i \bar{v}_i / 4$  ( $\bar{v}_i =$  mittlere thermische Geschwindigkeit der Ionen) anzusetzen, wie

er jenseits einer als scharf gedachten Schichtgrenze im ungestörten Plasma herrscht. Die daraus erhaltenen Ergebnisse stehen jedoch mit Experimenten nicht in Einklang.

Mit einigen plausiblen Forderungen kann gezeigt werden, daß der maximale Ioneneinstrom den gerichteten thermischen Fluß übersteigt, wenn die Elektronentemperatur größer als die Iontemperatur ist.

Die Vorstellung einer scharfen Schichtgrenze wird als physikalisch unwahrscheinlich fallen gelassen und eine Übergangsschicht eingeführt (Abb. 3).

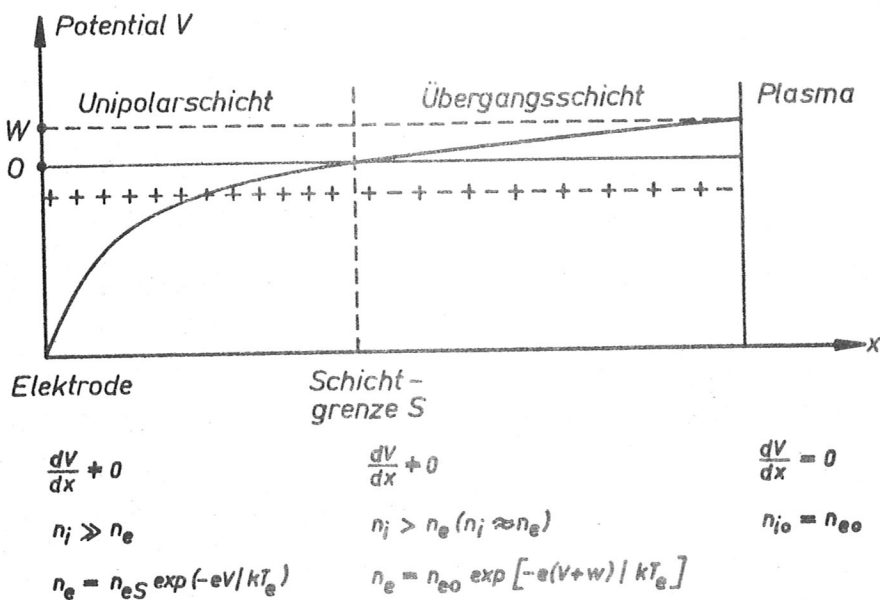


Abb. 3: Erweiterter Schichtansatz.

Im ganzen Bereich soll die Raumladung positiv sein und sich nur monoton verändern.

Auf den teilweise umfangreichen Gang der Rechnung soll hier nicht eingegangen werden [9].

Das Ergebnis ist, daß die kinetische Energie der Ionen in der Übergangsschicht durch elektrische Felder (penetrating fields) auf den Wert  $kT_e/2$  erhöht wird (Potential  $w$  in Abb. 3), so daß sie mit größerer als thermischer Geschwindigkeit zur negativen Elektrode driften. Erst in größerer Entfernung von der Elektrode geht diese erhöhte Ionendrift in die thermische über. Als maximaler Ioneneinstrom zur negativen Elektrode ergibt sich:

$$j_i = e \cdot n_e \sqrt{\frac{kT_e}{M}} \cdot \exp(-0,5) \dots (3)$$

oder:

$$j_i = 8,8 \cdot 10^{-16} \cdot n_e \sqrt{\frac{T_e}{A}} \dots (3a)$$

$j_i$  in Ampere/cm<sup>2</sup>

$A$  = Atomgewicht der Ionen

$T_e$  in °K,  $n_e$  in cm<sup>-3</sup>

Durch andere Ansätze differiert der Proportionalitätsfaktor in Gl. (3) bei mehreren Autoren [6,7,8,10]. Eine experimentelle Entscheidung steht noch aus [11].

Nachdem der maximale Ioneneinstrom gefunden ist, kann die Sondencharakteristik in analytischer Form ermittelt werden.

Die Stromdichte  $j_1$  zur Elektrode 1 ist:

$$j_1 = j_{i1} - j_{e1} \dots (4)$$

$j_i, j_e$  = Ionen- bzw. Elektronenstromdichten.

Für die Elektrode 2 gilt der gleiche Ansatz.

Nach dem Kirchhoff'schen Gesetz ist der Strom zur Elektrode 1 gleich dem aus der Elektrode 2:

$$j_1 + j_2 = 0 \quad \dots(5)$$

Nun wird für die Elektronen eine Boltzmannverteilung angesetzt:

$$j_{e1} = j_{e0} \cdot e^{-\frac{eV_1}{kT_e}} \quad \dots(6)$$

$j_{e0}$  = gerichteter thermischer Elektronenstrom im ungestörten Plasma

$V_1$  = Potentialdifferenz der Elektrode 1 gegen das Plasma.

$j_{e2}$  hat die gleiche Form mit den entsprechenden Indizes.

Der Ioneneinstrom  $j_{i1,2}$  zu den Elektroden 1,2 kann mit guter Näherung als konstant angenommen werden und ist gleich dem maximalen Ioneneinstrom  $j_i$  des Ausdrucks (3).

Die Sondenspannung  $V_s$  wird durch die Differenz  $V_1 - V_2$  dargestellt (vergl. Abb. 2).

Der Strom im Sondenkreis ist  $I_s = F j_1 = - F j_2$   
 $F$  = Elektrodenfläche

Nach einiger Rechnung läßt sich aus obigen Gleichungen der Sondenstrom als Funktion der Sondenspannung und der Plasmadaten  $n_e$  und  $T_e$  anschreiben:

$$J_s = j_i \cdot F \cdot \operatorname{tgh} \left( \frac{eV_s}{2kT_e} \right) \quad \dots(7)$$

$j_i$  kann noch durch den Ausdruck (3) ersetzt werden:

$$J_s = e \cdot e^{-0,5} \cdot F \cdot n_e \sqrt{\frac{kT_e}{m}} \cdot \operatorname{tgh} \left( \frac{eV_s}{2kT_e} \right) \quad \dots(7a)$$

Diese Abhängigkeit ist in Abb. 4 aufgezeichnet.

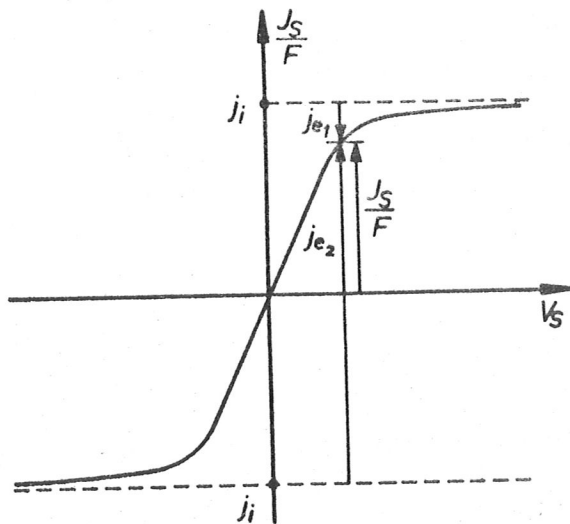


Abb. 4: Charakteristik einer symmetrischen ebenen Doppelsonde.

Als nächste Aufgabe sollen die Plasmadaten  $n_e$  und  $T_e$  aus der experimentell aufgenommenen Sondencharakteristik möglichst einfach bestimmt werden.

## 2.2 Auswertung einer vollständigen symmetrischen Sondencharakteristik.

Die Anfangssteigung der Charakteristik wird als äquivalenter Plasmawiderstand  $R_0$  definiert:

$$R_0 = \left( \frac{dV_s}{dJ_s} \right)_{V_s=0} \quad \dots(8)$$

Aus (7) ergibt sich  $R_0$  durch Differenzieren:

$$R_0 = \frac{2 k T_e}{j_i \cdot F \cdot e} \quad \dots(9)$$

Es ist zu beachten, daß  $R_0$  nicht identisch ist mit dem Widerstand eines Plasmas ohne Raumladungsschichten.

$j_i \cdot F$  stellt den Sondenstrom im Sättigungsbereich dar und kann der Charakteristik entnommen werden, ebenso  $R_0$ , so daß  $T_e$  aus (9) berechnet werden kann.

In praktischen Einheiten ist:

$$T_e = 5800 \cdot j_i \cdot F \cdot R_o \quad [^{\circ}\text{K}] \quad \dots(10)$$

$j_i$  F in Ampere  
 $R_o$  in Ohm

Mit  $T_e$  läßt sich aus der Sättigungsstromdichte  $j_i$  nach (3a) die Elektronendichte bestimmen.

Auch bei ebenen Sondenelektroden wird in Wirklichkeit der Sondenstrom im Sättigungsbereich einen mehr oder weniger starken Anstieg zeigen. Die Ursache liegt vor allem im Einfluß der Randzonen der Raumladungsschicht, die die effektiv sammelnde Elektrodenfläche vergrößern, wenn die Schichtdicke mit der Sondenspannung wächst. Dieser Effekt kann bei der Auswertung der Charakteristik berücksichtigt werden, wenn der Anstieg einigermaßen linear erfolgt:

$$\text{Anstieg } S = \left( \frac{dI_s}{dV_s} \right)_{V_s \rightarrow \infty} = \text{const.}$$

In Gl. (10) ist dann nur eine kleine Korrektur nötig [1]:

$$T_e = 5800 \cdot j_i \cdot F \cdot \left( \frac{1}{R_o} - \frac{S}{2} \right)^{-1} \quad \dots(11)$$

$S$  in  $\text{Ohm}^{-1}$

Für die Ermittlung von  $n_e$  ist der Wert  $j_i$  an der Stelle  $V_S = 0$  zu nehmen, der durch Extrapolation erhalten wird.

Da in dichten, heißen Plasmen die Aufnahme von vollständigen Charakteristiken auf große Schwierigkeiten stößt, wird im nächsten Abschnitt ein reduziertes Auswertverfahren angegeben, das auch bei diesen Plasmen angewendet werden kann.

### 2.3 Reduziertes Verfahren zur Gewinnung der Elektronendichte unter Berücksichtigung gerichteter Geschwindigkeiten der Ladungsträger.

Wenn Plasmadichte und -temperatur hohe Werte erreichen, wird der Sättigungsknick der Sondencharakteristik erst bei hohen Sondenspannungen erreicht. Diese sind aber wegen des Zündens von Bögen (arcing) zwischen den Sonderelektroden ab etwa 25 Volt Sondenspannung nicht mehr realisierbar.

Eine Möglichkeit zur Umgehung dieses Hindernisses ist die Verwendung eines "Plasmaabschwächers" [14,15].

Die Sonde wird in ein Rohr aus Isolationsmaterial versenkt. Das Plasma diffundiert dann in das Rohr zur Sonde und nimmt in der Dichte rasch ab, während die Elektronentemperatur annähernd konstant bleibt. Durch die kleinere Plasmadichte am Ort der Sonde rückt der Sättigungsknick der Charakteristik zu kleineren Sondenspannungen hin. Die Plasmadichte außerhalb des Rohres muß nun über eine Diffusionstheorie aus der gemessenen Dichte am Ort der Sonde berechnet werden. Abgesehen von den Unsicherheiten, die schon im stationären Fall dieser Extrapolation anhaften, werden die Verhältnisse hoffnungslos kompliziert, wenn gerichtete Geschwindigkeiten der Ladungsträger auftreten, die in der Größenordnung der thermischen Geschwindigkeit liegen und sich schnelle Änderungen im Plasma ereignen.

In schnellen Stoßentladungen ist dieses Hilfsmittel unbrauchbar. Deshalb muß ein Weg gefunden werden, bei dem sich die Sondenmessungen auf kleine Sondenspannungen beschränken.



Die Steigung der Sondencharakteristik um den Nullpunkt ist in erster Näherung konstant und gleich dem äquivalenten Plasmawiderstand  $R_0 = \left( \frac{dV_s}{dI_s} \right)_{V_s=0}$ .

Der genaue Wert von  $R_0$  läßt sich nach Einsetzen von (6) in (9) anschreiben:

$$R_0 = \frac{2 \cdot e^{+9,5} \cdot \sqrt{M \cdot k T_e}}{e^2 \cdot F \cdot u_e} \dots (12)$$

in praktischen Einheiten:

$$R_0 = 1,96 \cdot 10^{11} \frac{\sqrt{T_e \cdot A}}{u_e \cdot F} [\text{ohm}] \dots (12a)$$

$T_e$  in  $^{\circ}\text{K}$        $A$  = Atomgewicht der Ionen  
 $n_e$  in  $\text{cm}^{-3}$   
 $F$  in  $\text{cm}^2$

Dieser Widerstand ist nur schwach von der Elektronentemperatur abhängig, dagegen eine lineare Funktion der Elektronendichte  $n_e$  und der Elektrodenfläche  $F$ .

Wird also die Elektronentemperatur, evtl. nach anderen Methoden, ermittelt oder grob geschätzt, gibt  $R_0$  einigermaßen genau die Elektronendichte, da die Elektrodenfläche  $F$  bekannt ist.

Der äquivalente Plasmawiderstand  $R_0$  kann sehr leicht gemessen werden. Es ist einfach eine kleine, konstante Sondenspannung anzulegen, die noch im linearen Anfangsteil der Sondencharakteristik liegt. Dann ist der Sondenstrom  $I_s = V_s/R_0$  durch  $R_0$  bestimmt und nach (12) direkt proportional der Elektronendichte im Plasma.

Bei diesem Verfahren kann eine Verfälschung der Messung durch die wachsenden Randzonen der Raumladungsschicht nicht eliminiert werden, da die Steigung im Sättigungsbereich nicht gemessen wird. Es ist daher darauf zu achten, daß der Einfluß der Randzonen auf die effektive ionensammelnde Fläche klein genug bleibt.

Aus späteren Überlegungen geht hervor, daß als ionensammelnde Elektrode eine Kreisfläche am günstigsten ist. Die Randzonen der Raumladungsschicht stellen dann etwa den Zylindermantel eines Zylinders dar, der die Höhe  $h$  und den Radius  $r_s$  hat ( $h =$  Debyelänge und gleich der Schichtdicke, da in der Nähe des Wandpotentials gearbeitet wird;  $r_s =$  Elektrodenradius).

Der Term  $S/2$  ist gegen  $1/R_0$  (siehe Gl. (11)) zu vernachlässigen, wenn die Fläche der Randzonen klein gegen die Elektrodenfläche ist. Daraus ergibt sich eine Bedingung für den kleinstmöglichen Elektrodenradius:

$$r_s \gg 2l = 13,8 \cdot \sqrt{\frac{T_e}{n_i}} \quad [\text{cm}] \quad \dots(13)$$

$$\begin{array}{l} T_e \text{ in } ^\circ\text{K} \\ n_i \text{ in cm}^{-3} \end{array}$$

Fast stets sind mit hohen Plasmadichten und -temperaturen, bei denen man sich auf das reduzierte Verfahren beschränken muß, auch gerichtete Geschwindigkeiten der Ladungsträger verbunden. Dies kommt einestails durch den Erzeugungsmechanismus (Kompressionen), andernteils durch starke Gradienten z.B. der Dichte im Plasma.

Aus diesem Grunde muß der Einfluß von gerichteten Geschwindigkeiten auf den Sondenstrom  $I_s$  berücksichtigt werden.

Die gerichtete Geschwindigkeit  $v_r$  der Ladungsträger soll die mittlere thermische Geschwindigkeit nicht wesentlich übersteigen (keine Stoßwellen), so daß die Abweichungen von einer Boltzmannverteilung der Elektronen klein sind.  $v_r$  sei die Komponente der gerichteten Geschwindigkeit senkrecht zur Elektrodenoberfläche.

Dem Ioneneinstrom an der Schichtgrenze überlagert sich ein Term  $\Delta j_i$ , der von der gerichteten Geschwindigkeit herrührt:

$$\Delta j_i = \pm e \cdot u_e \cdot |v_r|$$

Der gesamte Ioneneinstrom beträgt dann in Erweiterung der Gl. (3):

$$j_i = e \cdot u_e \cdot \left[ \sqrt{\frac{kT_e}{m}} \cdot e^{-0,5} \pm |v_r| \right] \quad \dots (14)$$

Der Sondenstrom für kleine Sondenspannungen ist nach (9):

$$I_s = \frac{V_s \cdot F \cdot e}{2 k T_e} \cdot j_i$$

und mit (14):

$$I_s = \frac{V_s \cdot F \cdot e^2}{2 k T_e} \cdot u_e \left[ \sqrt{\frac{kT_e}{m}} \cdot e^{-0,5} \pm |v_r| \right] \quad \dots (15)$$

Dem Sondenstrom überlagert sich also ein additives Glied, dessen Vorzeichen davon abhängt, ob die gerichtete Geschwindigkeit zur Sonde hin oder von ihr weg zeigt.

Nun kann bei zwei Sondenorientierungen derart gemessen werden, daß einmal das positive und einmal das negative Vorzeichen gilt. Die beiden Meßwerte werden mit den Indizes a bzw. b gekennzeichnet.

Damit ergibt sich aus (15):

$$\frac{J_{sa} + J_{sb}}{2} = \frac{V_s \cdot F \cdot e^2 \cdot e^{-0,5}}{2 \sqrt{kT_e \cdot M}} \cdot n_e \quad \dots(16)$$

Das Mittel der Meßsignale in den beiden Stellungen a und b eliminiert die gerichtete Geschwindigkeit  $v_r$  und ist gleich dem Sondenstrom für den Fall  $v_r = 0$ . Dieser Wert kann also zur Bestimmung der Elektronendichte  $n_e$  verwendet werden.

In praktischen Einheiten ist:

$$n_e = 1,96 \cdot 10^{24} \sqrt{T_e \cdot A} \cdot \frac{J_{sa} + J_{sb}}{2 \cdot F \cdot V_s} \quad [\text{cm}^{-3}] \dots(17)$$

$T_e$  in °K                      F in cm<sup>2</sup>  
 $I_s$  in Ampere                A = Atomgewicht der Ionen  
 $V_s$  in Volt

Andererseits folgt aus (15):

$$\frac{J_{sa} - J_{sb}}{J_{sa} + J_{sb}} = \frac{e^{-0,5}}{2} \cdot \sqrt{\frac{M}{kT_e}} \cdot v_r \quad \dots(18)$$

Die "relative Asymmetrie" des Sondenstroms ist also proportional der gerichteten Geschwindigkeit  $v_r$ ; diese soll daraus bestimmt werden.

In praktischen Einheiten wird:

$$v_r = 5,48 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{T_e}{A}} \cdot \frac{J_{sa} - J_{sb}}{J_{sa} + J_{sb}} \quad \left[ \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \right] \dots(19)$$

Ein positiver Wert von  $v_r$  bedeutet, daß  $v_r$  in der Stellung(a) zur Sonde hin gerichtet ist.

Die Bestimmung von  $v_r$  und  $n_e$  gestaltet sich recht einfach, wenn die gerichtete Geschwindigkeit zu einem Zentrum symmetrisch ist. Dann sind die beiden Stellungen (a) und (b) realisiert durch zwei Orte im gleichen Abstand vom Symmetriezentrum, wobei einmal die Sonde das Zentrum durchsetzt.

Abb. 5 zeigt die Verhältnisse bei einer zylindersymmetrischen Entladung.

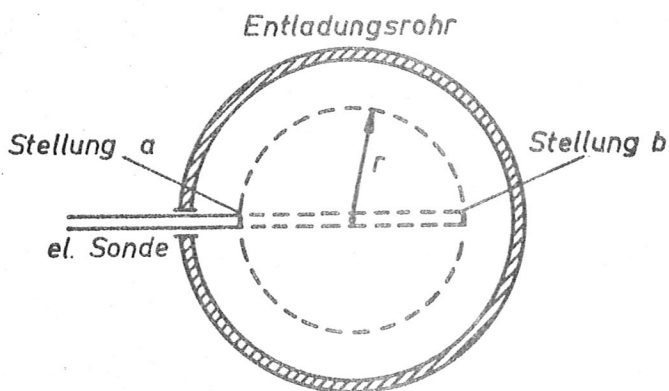


Abb. 5: Orientierung der Elektrodenoberfläche zum Zentrum (a) und von ihm weg (b). Symmetrieachse senkrecht zur Zeichenebene.

Es muß natürlich sichergestellt sein, daß die Entladung durch das Sondenrohr nicht zu sehr gestört wird.

Außerdem ist eine ausreichende Reproduzierbarkeit erforderlich, da in den beiden Stellungen nacheinander gemessen wird.

Diesen Betrachtungen über den Einfluß gerichteter Geschwindigkeiten ist eine mehr qualitative Bedeutung beizumessen, da der Schatteneffekt der Sonde außer acht gelassen wurde.

Bei den vorhergehenden Abschnitten wurden elektrische Feldstärken im Plasma nicht betrachtet. Bei asymmetrischem Bau der Sonde kann dadurch das Plasmapotential am Ort beider Elektroden verschieden sein. Die Sondencharakteristik verschiebt sich dann nur um diese Potentialdifferenz; die Auswertung der Charakteristik bleibt gleich. Beim reduzierten Verfahren muß diese Verschiebung vermieden werden, deshalb ist durch geeignete Konstruktion der Sonde (konzentrische Elektroden) der Einfluß der elektrischen Felder zu eliminieren. Wenn jedoch die Felder selbst gemessen werden sollen, ist eine asymmetrische Doppelsonde dafür gut geeignet.

#### 2.4 Messung der elektrischen Feldstärke im Plasma mit "schwimmenden" Gabelsonden.

Bei einer Gabelsonde bestehen die Elektroden aus zwei dünnen parallelen Drähtchen im Plasma. Wegen der engen Nachbarschaft der Elektroden unterscheidet sich die Elektronentemperatur und damit das Wandpotential nur wenig. Durch eine elektrische Feldstärke kann das Plasmapotential bei beiden Elektroden unterschiedliche Werte erhalten; es fließt ein Sondenstrom auch ohne äußere Sondenspan style="font-size: small;">spannung.

Die Potentialdifferenz zwischen beiden Elektroden kann nach zwei Methoden gemessen werden:

A) Spannungsmessung (hochohmiger Sondenkreis).

In den Sondenkreis wird ein Serienwiderstand gelegt, der groß gegen den äquivalenten Plasmawiderstand  $R_0$  ist. In diesem Fall wird der Sondenstrom von den Raumladungsschichten um die Elektroden nicht beeinflusst.

Die Spannung am Serienwiderstand gibt direkt die Potentialdifferenz  $E_c$  an ( $c$  = Abstand der Elektroden).

Experimentell ist diese Methode schlecht geeignet, da der hochohmige Sondenkreis in der stromstarken Stoßentladung zu Schwingungen angeregt wird und Spannungsmessungen im "schwimmenden" Sondenkreis schlecht möglich sind.

B) Strommessung (niederohmiger Sondenkreis).

Der Serienwiderstand im Sondenkreis ist klein gegen den äquivalenten Plasmawiderstand. Schwingungen im Sondenkreis werden deshalb rasch ausgedämpft. Allerdings ist der Sondenstrom nicht nur von der Potentialdifferenz  $E_c$ , sondern auch vom äquivalenten Plasmawiderstand abhängig, der in diesem Fall nicht bekannt ist. Deshalb wird in den Sondenkreis eine feste Gegenspannung gelegt, die der Feldstärke im Plasma entgegenwirkt. Der Sondenstrom kann leicht gemessen werden (Kapitel 3.3). Zu dem Zeitpunkt, wo der Strom durch Null geht, ist die Gegenspannung gleich der äußeren Potentialdifferenz, der Einfluß des Plasmawiderstandes ist dabei eliminiert worden.

Durch Variation der Gegenspannung kann der zeitliche Verlauf der Feldstärke im Plasma gewonnen werden.

(Beispiel in Abb. 17 auf S. 43)

### 3. Anwendung von Doppelsonden in schnellen Stoßentladungen.

Aus dem Prinzip der "schwimmenden" Doppelsonden und den Ergebnissen der theoretischen Betrachtungen lassen sich einige Vorteile der Doppelsonden für Untersuchungen in schnellen Stoßentladungen anführen.

#### 3.1 Allgemeine Gesichtspunkte über die Vorzüge von Doppelsonden in schnellen Stoßentladungen.

Das nichtstationäre Plasmapotential am Ort der Sonde kann ganz außer acht gelassen werden, da der Sondenkreis dem Plasmapotential folgt. Es ist nur dafür Sorge zu tragen, daß die Messung des Sondenstromes ohne galvanische Kopplung an äußere Potentiale erfolgt.

Dem Plasma wird durch den Sondenkreis kein Strom entzogen, dadurch wird die Störung des Plasmas auf einen kleinen Wert beschränkt.

Der maximale Strom zu den Sonderelektroden ist durch den kleineren Ionenstrom bestimmt, die thermische Belastung der Doppelsonde ist deshalb kleiner als die der Einzelsonde.

Die ausschlaggebende Rolle des Ionenstroms wirkt sich außerdem günstig auf Sondenmessungen in Magnetfeldern aus. Wegen der größeren Masse der Ionen ist ihr Gyroradius viel größer als der der Elektronen. Das Verhältnis des Gyroradius zur Schichtdicke, das ein Maß für die Störung der Messung durch Magnetfelder darstellt, wird wesentlich günstiger als bei der Einzelsonde.



Tabelle II: Verhältnis von Ionen-Gyroradius  $r_L$  an der Schichtgrenze zur Debyelänge  $h$ . (Wasserstoff)

$$r_L = \frac{M}{eH} \sqrt{\frac{kT_e}{M}}; \quad h = 6,9 \cdot \sqrt{\frac{T_e}{n_e}}$$

H [Gauss]	2000	5000	10 000	20 000
$n_e$ [cm <sup>-3</sup> ]				
10 <sup>12</sup>	68,3	27,3	13,6	6,8
10 <sup>13</sup>	216	85,6	43	21,6
10 <sup>14</sup>	683	273	136	68,3
10 <sup>15</sup>	2160	856	431	216
10 <sup>16</sup>	6830	2730	1360	683

Das Magnetfeld hat jedoch einen größeren Einfluß auf die Sondenmessung, als aus Tabelle II ersichtlich ist. Es liegt ein gerichteter Diffusionsstrom der Ionen zur Sonde vor, der sich über einen Bereich vergleichbar dem Elektrodendurchmesser erstreckt; das Magnetfeld beeinflusst auch diese Diffusion, sogar wenn es senkrecht zur Elektrodenoberfläche steht [19].

Bei der Anwendung der Sondentechnik in dünneren Plasmen mit hohem Neutralgasanteil ist die Bedingung des freien Falls der Ladungsträger in der Raumladungsschicht oft nicht mehr erfüllt. In dichten Plasmen (hohe Ladungsträger-Konzentrationen) nimmt die Debyelänge sehr kleine Werte an (z.B.  $h = 1,4 \cdot 10^{-4}$  cm für  $n_e = 10^{14}$  cm<sup>-3</sup>,  $T_e = 4 \cdot 10^4$  K). Die freie Weglänge nimmt wegen der schwachen Coulomb-Wechselwirkung gegenüber Neutralgas gleicher Dichte zu, so daß die Bedingung: keine Stöße in der Raumladungsschicht leicht erfüllt werden kann.

Eine Sekundärelektronenemission von den Sondenelektroden hat zur Folge, daß die Potentialdifferenz zwischen Elektrode und Plasma infolge teilweiser Kompensation der positiven Raumladungen verändert wird.

Da dieser Effekt bei beiden Elektroden in derselben Richtung auftritt, ist sein Einfluß weniger stark als bei der Einzelsonde.

### 3.2 Die Zeitauflösung

Die obere Grenze der Zeitauflösung der Sonde ist durch die Trägheit der Einstellung einer quasistationären Raumladungsschicht gegeben, da der Aufbau dieser Schicht in einer endlichen Zeit vor sich geht. Für das "richtige" Arbeiten der Sonde ist eine quasistationäre Raumladungsschicht wesentlich.

Diese obere Grenze ist theoretisch schwer zu erfassen, doch lassen sich grobe Anhaltswerte geben.

Die Sondenspannungsänderungen oder die Änderungen im Plasma müssen langsam sein gegen die Laufzeit eines Ions in der Raumladungsschicht. Für ein Plasma von  $10^{+14}$   $\text{cm}^{-3}$  Elektronendichte und  $4 \cdot 10^4$   $^{\circ}\text{K}$  beträgt diese Laufzeit etwa  $10^{-10}$  sec. Diese Laufzeit ist sicher zu gering veranschlagt, da die Diffusion zur Sonde nicht berücksichtigt wurde.

Grinberg [16] gibt eine Abschätzung über die größtmögliche Frequenz  $f_S$  der Sondenspannungsänderung an:

$$f_S \ll 0,65 \cdot 10^8 \cdot \sqrt{\frac{j}{A \cdot d}} = f_{\max} \quad [\text{Hz}] \quad \dots (20)$$

$j$  = Sondenstromdichte in Ampere/cm<sup>2</sup>  
 $A$  = Atomgewicht der Ionen  
 $d$  = Dicke der Raumladungsschicht in cm, z.B. nach [13].  
 $f_{\max}$  = physikalische Grenzfrequenz.

Mit einem Wertepaar aus späteren Messungen ( $j = 50 \text{ A/cm}^2$ ,  
 $A = 1$ ,  $d = 2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$ ) ergibt sich:

$$t_s \ll 4 \cdot 10^9 \text{ Wt} = f_{\max}$$

$1/f_{\max}$  stimmt recht gut mit der Laufzeit eines Ions  
in der Raumladungsschicht überein.

Die zweite wesentliche Frequenz ist die Frequenz der  
schnellsten Änderungen im Plasma  $f_p$ , die noch beobachtet  
werden sollen.  $f_p$  wird im allgemeinen unterhalb  $f_{\max}$   
liegen.

Die Sondencharakteristik kann nun nach zwei Methoden  
gewonnen werden:

#### A) Schnelles Durchfahren der Charakteristik

Die Sondenspannung wird so schnell variiert, daß die  
Plasmaparameter während der Meßzeit als konstant ange-  
sehen werden können. Meist wird dazu ein niederohmiger  
Sägezahn - oder Sinusgenerator verwendet und der Son-  
denstrom oszillografisch registriert [5,12].

Die Frequenz der Sondenspannungsänderung  $f_s$  muß folgende  
Bedingung erfüllen:

$$f_p \ll f_s \ll f_{\max} \quad \dots(21)$$

Rückt  $f_p$  nahe an  $f_{\max}$ , kann diese Methode nicht mehr  
angewendet werden.

### B) Punktweise Aufnahme der Charakteristik

Bei dieser Methode wird die SONDENSspannung als Parameter während einer Entladung konstant gehalten. Durch Variation der SONDENSspannung kann aus den Meßkurven  $I_S = I_S(t, V_S = \text{const.})$  die Charakteristik  $I_S = I_S(V_S, t = t_1)$  gewonnen werden.

Die wichtigste Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieser Methode ist eine ausreichende Reproduzierbarkeit der Entladung; bei kleineren Schwankungen kann durch Mittelung über eine größere Zahl von Meßkurven der Fehler klein gehalten werden.

Die Bedingung (21) vereinfacht sich zu:

$$f_p \ll f_{\max} \quad \dots(22)$$

$f_p$  kann der maximalen Frequenz  $f_{\max}$  wesentlich näher kommen als bei der Methode A).

Dieser Vorteil ist auch dem reduzierten Verfahren zu eigen. Da außerdem nur bei einer konstanten Spannung gemessen wird, muß hier die Bedingung der Reproduzierbarkeit nicht erfüllt sein.

Bei der Ausführung der Messungen zeigt es sich, daß die Grenzfrequenz nicht durch die Trägheit der Raumladungsschicht bestimmt ist, sondern durch die Güte des Meßkreises. Die obigen Ausführungen gelten dann weiter, wenn für  $f_{\max}$  die Grenzfrequenz des Meßkreises gesetzt wird. Wie diese Grenzfrequenz möglichst groß gemacht werden kann, wird im nächsten Abschnitt behandelt.

### 3.3 Technische Ausführung von Sonde und Meßkreis

Wegen der starken Störfelder ist ein koaxialer Aufbau der Sonde zweckmäßig; dadurch erübrigt sich eine zusätzliche Abschirmung.

Werden die Elektroden konzentrisch angeordnet, mitteln sich elektrische Felder und gerichtete Teilchenströme parallel zur ebenen Elektrodenoberfläche heraus. Im Anhang I,1 ist diese Konstruktion dargestellt.

Auf eine Isolation zwischen den Sondenelektroden wurde verzichtet, da die Plasmadichte in einem Spalt rapide abnimmt [15].

Der Einfluß der Randzonen der Raumladungsschicht auf die effektiv ionensammelnde Fläche ist gering, wenn die zentrale Kreisfläche als negative Elektrode verwendet wird.

Der Anschluß des koaxialen Sondenrohres an die Sonden-spannungsquelle geschieht mit einem Koaxialkabel, das den gleichen Wellenwiderstand wie das Sondenrohr hat, um Reflexionen zu vermeiden. Da der Strom im Sondenkreis durch den äquivalenten Plasmawiderstand geprägt werden soll, sind alle Widerstände im Sondenkreis klein gegen diesen zu machen. Das bedeutet, daß die koaxiale Leitung einseitig kurzgeschlossen ist. Damit nun das Meßsignal durch diese Leitung nicht verfälscht wird, ist der äquivalente Plasmawiderstand dem Wellenwiderstand  $Z$  des Sondenkreises anzupassen.

Nach (12) ist  $R_0$  für ein gegebenes Plasma nur von der Elektrodenfläche  $F = r_s^2 \pi$  abhängig ( $r_s =$  Radius der zentralen ionensammelnden Elektrode).

Aus  $R_0 = Z$  ergibt sich die Anpassungsbedingung für  $r_s$ :

$$r_s = 2,5 \cdot 10^5 \frac{\sqrt[4]{T_e \cdot A}}{\sqrt{n_e} \cdot Z} \quad [\text{cm}] \quad \dots(23)$$

$Z$  = Wellenwiderstand in Ohm

$T_e$  in  $^{\circ}\text{K}$

$n_e$  in  $\text{cm}^{-3}$

$A$  = Atomgewicht der Ionen

Diese Bedingung ist vor allem sinnvoll für das reduzierte Verfahren, da sich bei der Aufnahme der vollständigen Charakteristik der äquivalente Plasmawiderstand in einem weiten Bereich ändert.

Die Zeitauflösung des Meßkreises wurde experimentell ermittelt. Die ganze Schaltung (siehe Anhang I,2) blieb wie beim eigentlichen Experiment, nur wurde das Plasma vor der Sonde durch einen coaxialen Quecksilberschalter mit Serienwiderstand ( $= R_0$ ) nachgebildet. Aus der Anstiegszeit des Stromsprunges auf der Sekundärseite des Stromwandlers ergab sich eine Zeitauflösung von  $10^{-7}$  sec.

Die Gabelsonde für die Feldstärkemessung wurde aus der ebenen Sonde hergestellt durch Aufpunkten von zwei Drähtchen aus Silberstahl ( $0,3 \text{ mm } \emptyset$ ) auf die Stirnflächen der ebenen Sonde, die daraufhin mit einer Isolationsschicht überzogen wurden.

Ein wichtiges Problem ist die galvanische Trennung des Sonden- vom Meßkreis, wie es die Arbeitsweise der dem Plasmapotential folgenden Doppelsonde erfordert.

Diese Trennung wurde mit Hilfe eines Stromwandlers zwischen Sonden- und Meßkreis erreicht. Als Stromwandler wurde ein

Ringkern aus hochpermeablem Ferroxcube verwendet, der eine sehr geringe magnetische Streuung und niedrige Dämpfung aufwies.

Die primäre Wicklung, in den Sondenkreis geschaltet, bestand aus einer einzigen Windung einer hochspannungsfesten Litze. Auf der Sekundärseite waren mehrere (meist 50) Windungen genau symmetrisch gegenüber der Primärwindung angebracht, die den Meßwiderstand in den Sondenkreis transformierten.

Zwischen Primär- und Sekundärwicklung treten hohe Potentialdifferenzen auf. Wird auf der Sekundärseite gegen Erde asymmetrisch gemessen, so verursachen die Kopplungskapazitäten zwischen Primär- und Sekundärwicklung auch bei stromloser Primärwindung starke Störungen. Diese Stör-signale wurden dadurch eliminiert, daß die Sekundärwicklung in der Mitte geerdet und die Signale der beiden Wicklungshälften über einen Differenzverstärker aufgezeichnet wurden. Potentialverschiebungen zwischen Primär- und Sekundärwicklung geben dann Signale gleichen Vorzeichens, die sich bei genauer Symmetrie wegsubtrahieren; gemessen wird dann nur der Strom durch die Primärwindung.

(Schaltung siehe Anhang I,2).

#### 4. Beispiele von Sondenmessungen in einer linearen Stoßentladung.

In den vorhergehenden Abschnitten wurden die Möglichkeiten für Sondenmessungen diskutiert. Nun sollen einige Beispiele für die experimentelle Bestimmung der Elektrodendichte, von gerichteten Geschwindigkeiten und elektrischen Feldstärken in einer stromstarken Stoßentladung gebracht werden.

##### 4.1 Beschreibung der Apparatur und der zusätzlichen Diagnostikmittel.

Das Plasma wird erzeugt durch Entladung eines Kondensators über eine zylindrische Gasstrecke. Ein koaxialer Rückleiter verbessert die Stabilität und damit die Reproduzierbarkeit der Entladung.

Nach jeder Entladung wird frischer Wasserstoff eingefüllt, da der Einfluß von Verunreinigungen, die von den Gefäßwänden losgeschlagen werden, sehr stark ist (Abb. 19).

Das Auftreten von gerichteten Geschwindigkeiten der Ladungsträger hängt von der Energie pro Zeiteinheit ab, die dem Plasma zugeführt wird. Deshalb wird die Frequenz der Entladung durch eine äußere Zusatzinduktivität variiert. Genauere Angaben sind aus Anhang II zu ersehen.

Die zeitliche Änderung des Entladungsstromes  $\frac{dI}{dt}$  wurde mit einer bandförmigen Rogowskispule aufgenommen.

Zur Messung der Elektrodenspannung am Entladungsgefäß diente ein induktionsarmer Spannungsteiler.

Das azimutale Magnetfeld  $B_\phi$  am Ort der elektrischen Sonde



wurde mit einer kleinen Induktionsspule und nachgeschaltetem Integrierglied bestimmt. Die Magnetfeldsonde wurde durch einen Stutzen im Entladungsgefäß gegenüber der elektrischen Sonde eingeführt und war wie diese radial verschiebbar. Der Abstand der beiden Sonden betrug 0,5 cm. Durch probeweise Einzelmessungen wurde festgestellt, daß sich die beiden Sonden gegenseitig nicht stören.

#### 4.2 Punktweise Aufnahme einer vollständigen Sondencharakteristik.

Bei relativ niedrigen Plasmadichten und -temperaturen kann noch eine vollständige Charakteristik aufgenommen werden, da der Sättigungsknick bei kleinen Sondenspannungen liegt. Die Entladung wurde durch eine äußere Zusatzinduktivität langsam gemacht (40 kHz) und der Kondensator mit niedriger Spannung (10 kV) betrieben.

Es kommt zu keinen Kompressionen des Plasmas; das Plasma wird vor allem durch seinen ohm'schen Widerstand aufgeheizt. Die Energie, die in das Plasma geht, ist durch das Quadrat des Entladungsstromes bestimmt. Da der Ionisierungsgrad wegen der kleinen Energie, die zur Verfügung steht, klein ist, stellt die Elektronendichte ein Maß für die Aufheizung des Gases dar. Der Sondenstrom bei einer kleinen Sonden-  
spannung, der nach (12) der Elektronendichte proportional  
ist, zeigt deshalb einen ähnlichen Verlauf wie das Quadrat  
des Entladungsstromes. Die doppelte Frequenz des Sondenstromes gegenüber dem  $\frac{dI}{dt}$  - und damit auch dem I-Verlauf ist in der Abb. 6 deutlich zu erkennen.

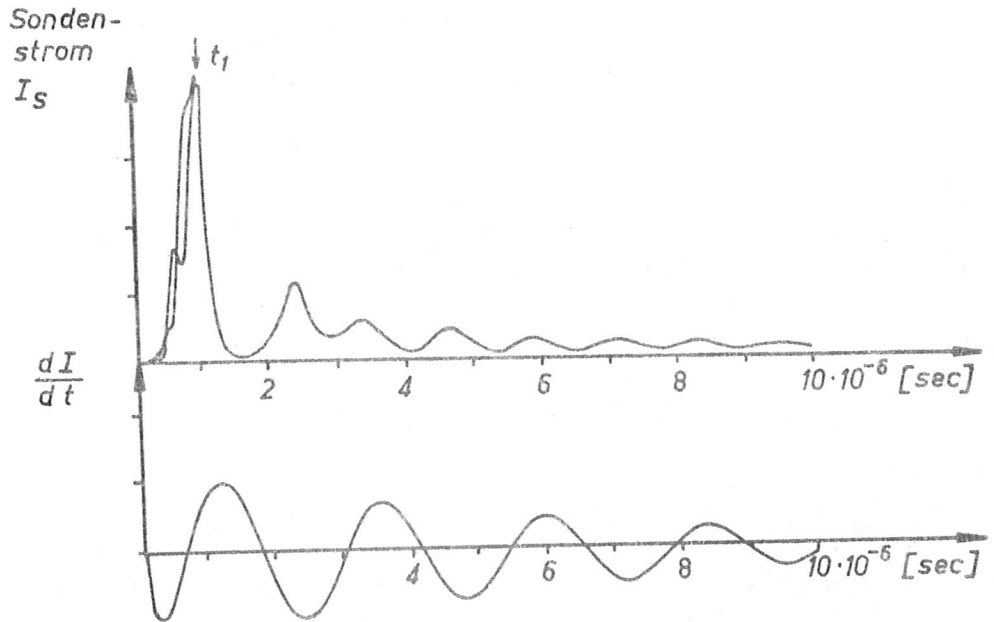


Abb. 6: Sondenmessung in der Achse der Entladung. Zwei Aufnahmen mit jeweils frischer Wasserstofffüllung (0,1 Torr).  
Untere Kurve: zeitliche Änderung des Gesamtstromes.

Die Reproduzierbarkeit ist genügend groß, deshalb kann zum Zeitpunkt des ersten Strommaximums ( $t_1$ ) eine Sondencharakteristik punktwise aufgenommen werden (Abb.7).

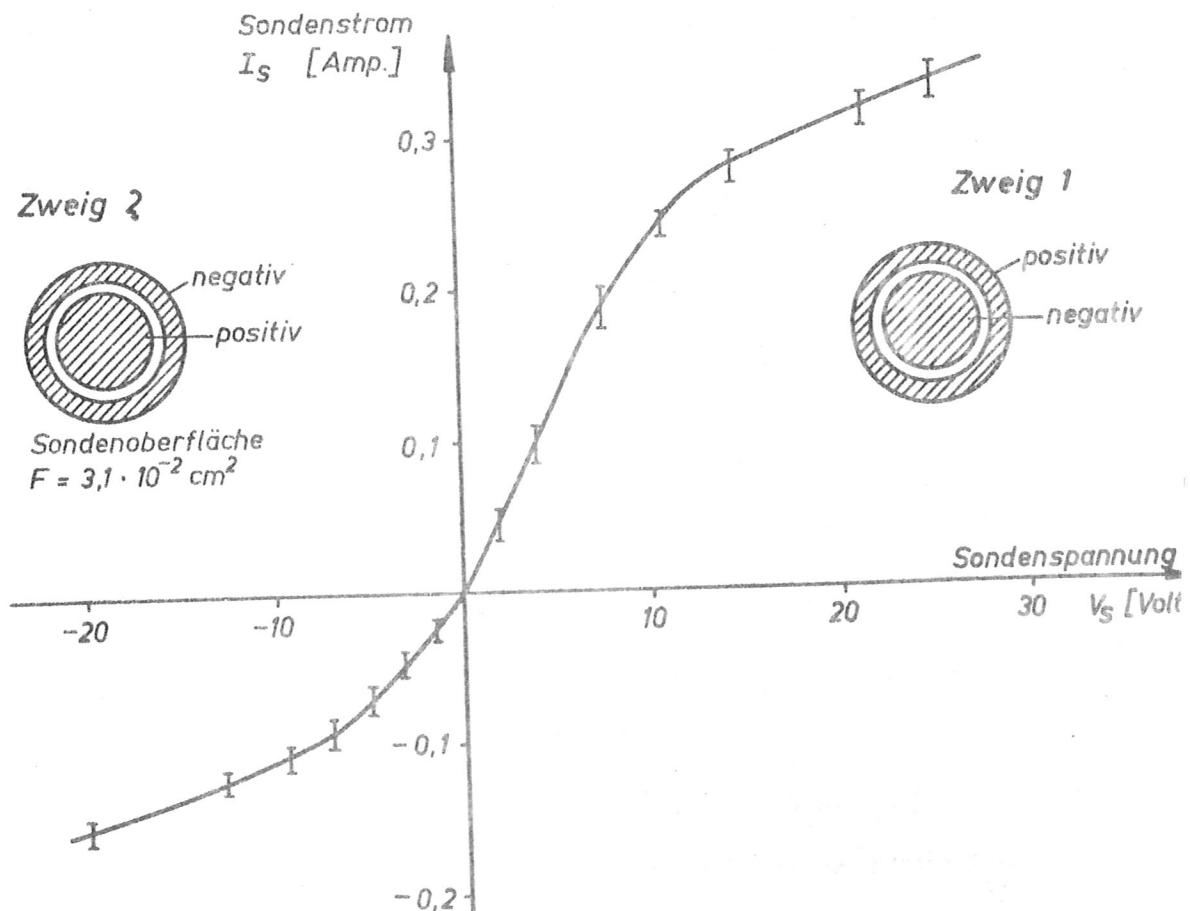


Abb. 7: Sondencharakteristik für den Zeitpunkt  $t_1$  (siehe Abb. 6) im Zentrum der Entladung.

Die Sondencharakteristik ist etwas unsymmetrisch, da die Fläche der äußeren Ringelektrode kleiner war als die Fläche der inneren Elektrode.

Die Auswertung der Charakteristik, wie sie im Kapitel 2.2 beschrieben wurde, ergab folgende Werte:

$$\text{Elektronendichte } n_e = 3,6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{Elektronentemperatur } T_e = 69\,000 \text{ }^\circ\text{K}$$

Die Anfangsdichte des Neutralgases war  $3,3 \cdot 10^{15} \text{ Molek./cm}^3$ .

#### 4.3 Anwendung des reduzierten Verfahrens zur Elektronendichtemessung ohne den Einfluß gerichteter Geschwindigkeiten.

Wird das Plasma stärker aufgeheizt (langsame Entladung, aber volle Ladespannung von 18 kV), rückt der Sättigungsknick der Sondencharakteristik zu höheren Sondenspannungen hin. Bei diesen Sondenspannungen treten Bögen zwischen den Sondenelektroden auf (Abb. 8).

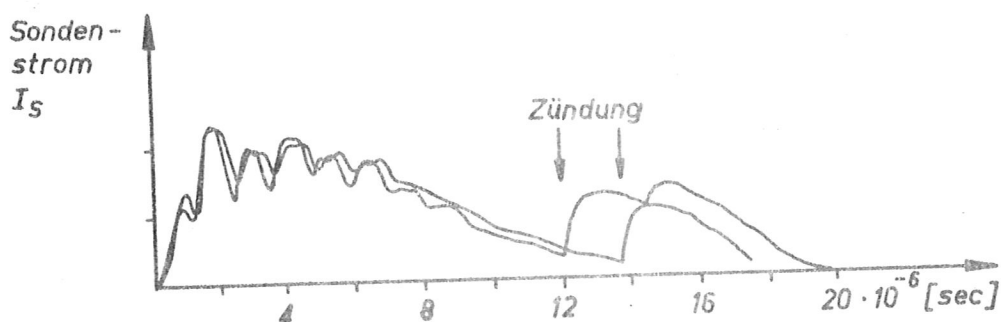


Abb. 8: Auftreten von Bögen zwischen den Sondenelektroden bei höheren Sondenspannungen (23 Volt).  
Zwei Aufnahmen mit jeweils frischer Wasserstofffüllung (0,1 Torr).

Diese Zündungen beginnen im rekombinierenden Plasma und verschieben sich mit steigender Sondenspannung zu früheren Zeitpunkten hin. Die Sondenmessungen müssen sich deshalb

auf kleine Sondenspannungen beschränken (reduziertes Verfahren nach Kapitel 2.3).

Bei der langsamen Entladung sind fast keine Plasmakompressionen festzustellen, wie aus den nur kleinen Schwankungen der Elektrodenspannung in der ersten Halbwelle nach der Zündung zu ersehen ist (Abb. 9).

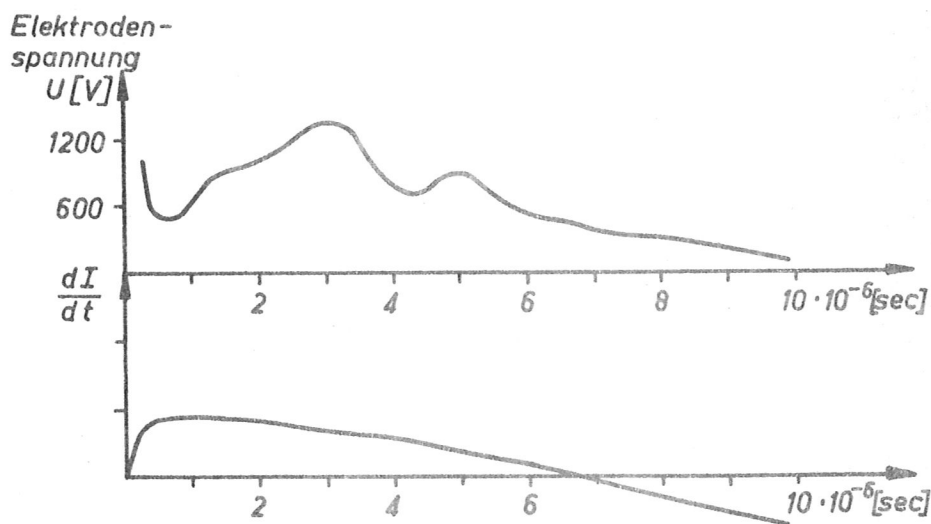


Abb. 9: Elektroden-  
spannung und zeitliche Stromänderung  
bei der langsamen Entladung mit 18 kV Lade-  
spannung. Bis 0,5  $\mu$ sec. ist noch der Spannungs-  
zusammenbruch nach der Zündung zu beobachten.

Das  $\frac{dI}{dt}$ -Signal zeigt keine merklichen Abweichungen vom Cosinus-Verlauf, da nur die feste, größere Zusatzinduktivität im äußeren Entladungskreis den Strom bestimmt.

Die Sondenspannung betrug bei allen Messungen  $V_s = 7,5$  Volt; damit lag sie noch im linearen Bereich des äquivalenten Widerstandes, wie durch Messung mit einer Zwischenspannung festgestellt wurde.

Der Ort der Sonde wurde von Entladung zu Entladung radial variiert. Im folgenden werden einige Beispiele von Meßkurven an verschiedenen Orten gebracht.

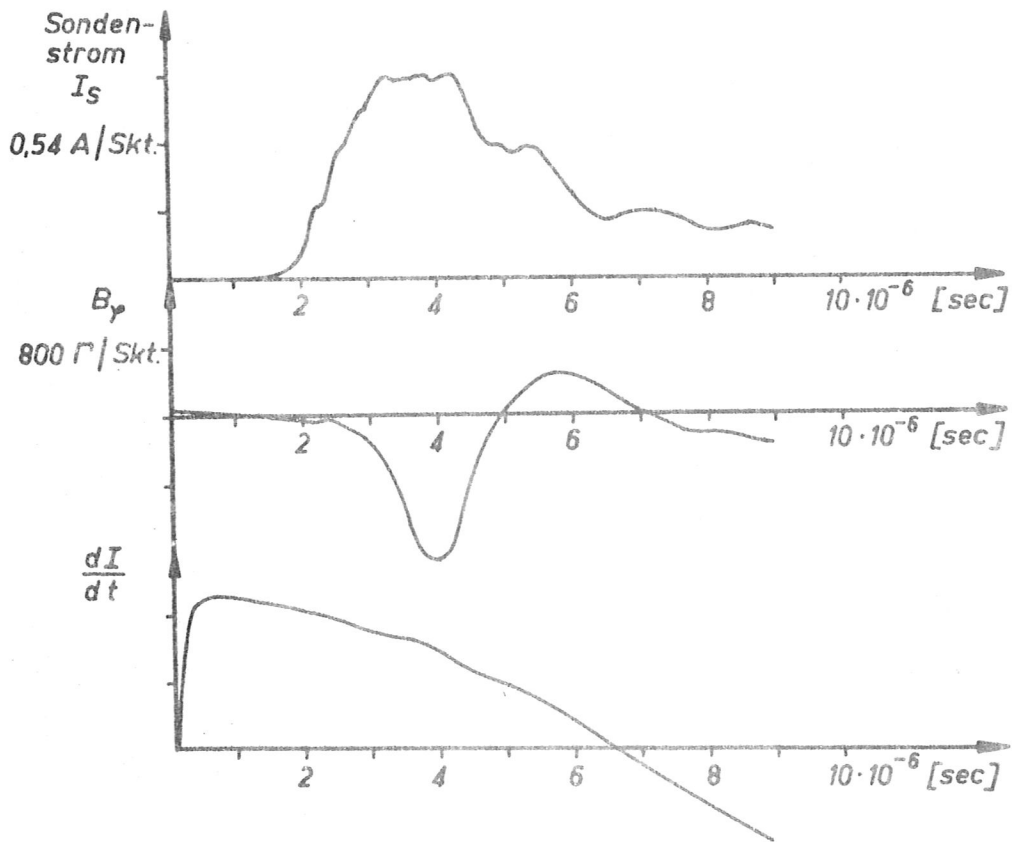


Abb. 10: Messung im Zentrum der Entladung während der ersten Halbwelle.

Das Magnetfeld  $B_y$  sollte bei genauer Zylindersymmetrie im Zentrum ständig Null sein; aus Abb. 10 ist zu ersehen, daß die Plasmasäule nach  $3 \mu\text{sec.}$  nicht mehr ganz rotations-symmetrisch ist. Mit zunehmendem Abstand von der Achse verschwindet der breite Rücken des elektrischen Sonden-signals (Abb. 11).

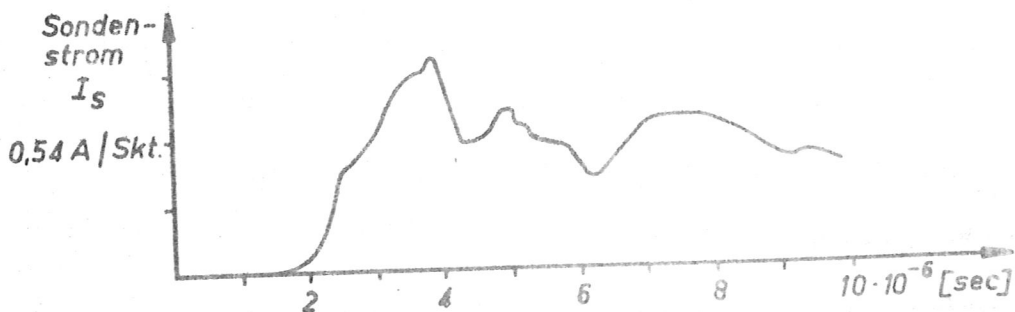


Abb. 11: Messung im Abstand  $r = 1 \text{ cm}$  von der Achse.

Wächst der Abstand von der Achse weiter, ist ein plötzlicher Sprung im Signal der elektrischen Sonde zu beobachten (Elektronendichte-Sprung), zur gleichen Zeit nimmt das Magnetfeld im selben Maße ab (Abb. 12).

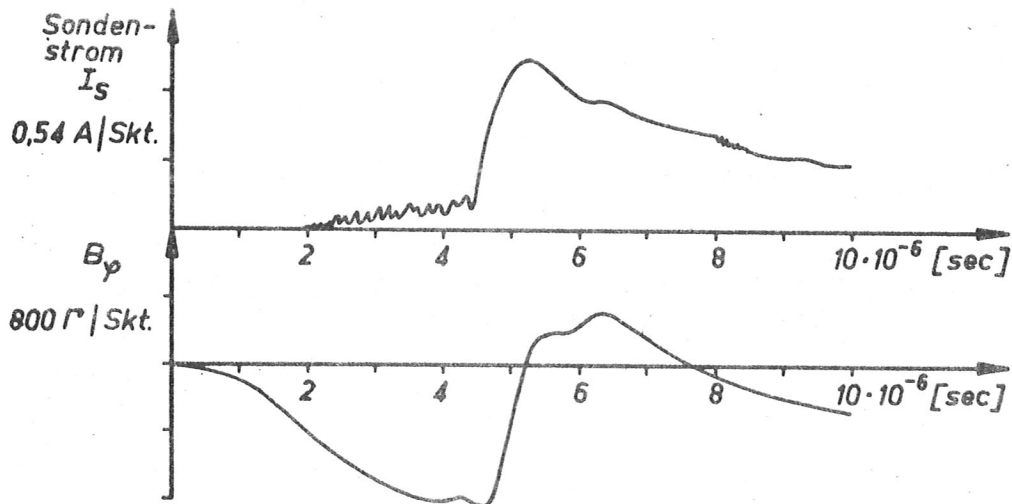


Abb. 12: Messung in 2 cm Abstand von der Achse.

Dieser Effekt deutet auf ein Überstreichen der beiden Sonden durch eine stromführende Plasmaschicht in Richtung zur Wand hin. Dies kann entweder ein asymmetrisches Ausbiegen der ganzen Plasmasäule oder eine symmetrische Expansion bedeuten. Durch eine spiegelbildliche Messung wurde festgestellt, daß es sich um eine Expansion der ganzen Plasmasäule handelt (Abb. 13).

Der Zeitpunkt der Expansion war nicht reproduzierbar genug, um aus der Signalverschiebung an verschiedenen Orten die Expansionsgeschwindigkeit zu bestimmen.

Die Expansion der Plasmasäule muß sehr heftig sein, da ein beträchtlicher Dichtesprung noch im Sondenstutzen außerhalb des Entladungszylinders nachweisbar war (Abb. 14).

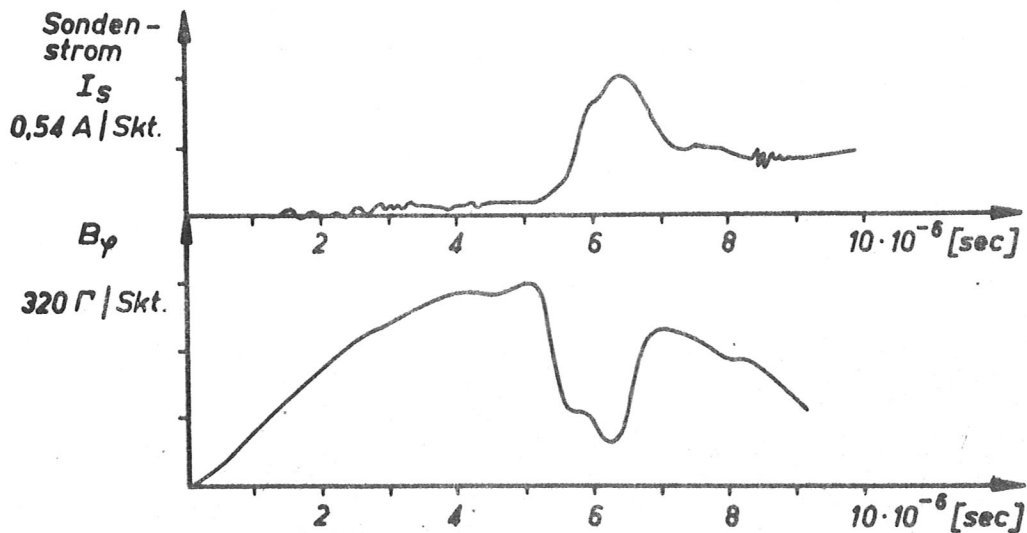


Abb. 13: Messung im Abstand  $r=4,5$  cm von der Achse diametral gegenüber dem Sondenstand von Abb.12.

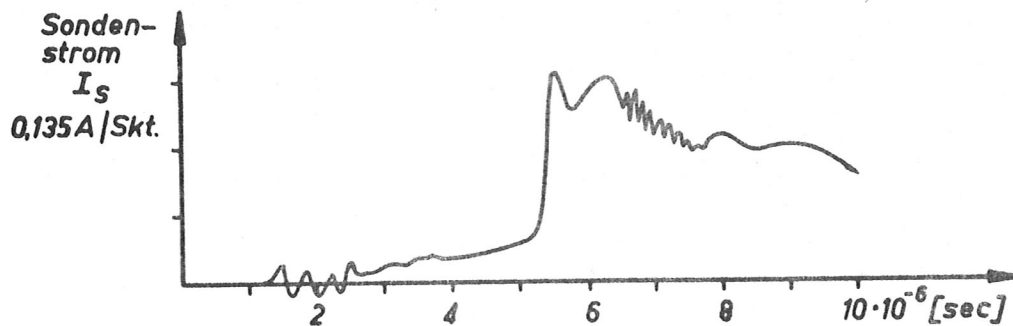


Abb.14: Nachweis der heftigen Expansion der Plasmasäule durch eine Messung im Sondenstutzen am Entladungsgefäß (7 cm Abstand von der Achse).

Aus dem zeitlichen Verlauf der Sondensignale kann durch Umzeichnen eine Momentaufnahme der radialen Verteilung gewonnen werden. Da aus dem Verlauf des Magnetfeldes nur wenig zu ersehen ist, wird daraus die Stromdichte  $j_z$  bestimmt:

$$j = \frac{1}{4\pi} \operatorname{rot} B$$

Verschiebungsstrom vernachlässigt.

Mit  $B_z = 0$  ergibt sich daraus:

$$j_z = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{B_\varphi}{r} + \frac{dB_\varphi}{dr} \right)$$

Der radiale Verlauf der Sondensignale wird nur bis zu einer Zeit von  $4 \mu\text{sec}$ . dargestellt, da später die Reproduzierbarkeit nicht mehr gut ist (Abb. 15, 16).

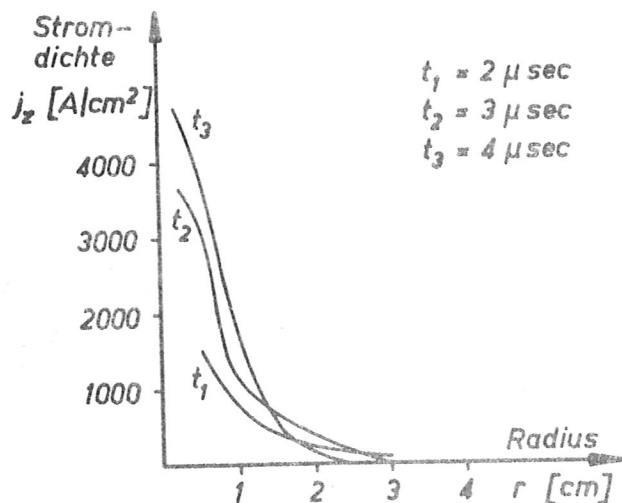


Abb. 15: Radialer Verlauf der Stromdichte  $j_z$  zu verschiedenen Zeiten.

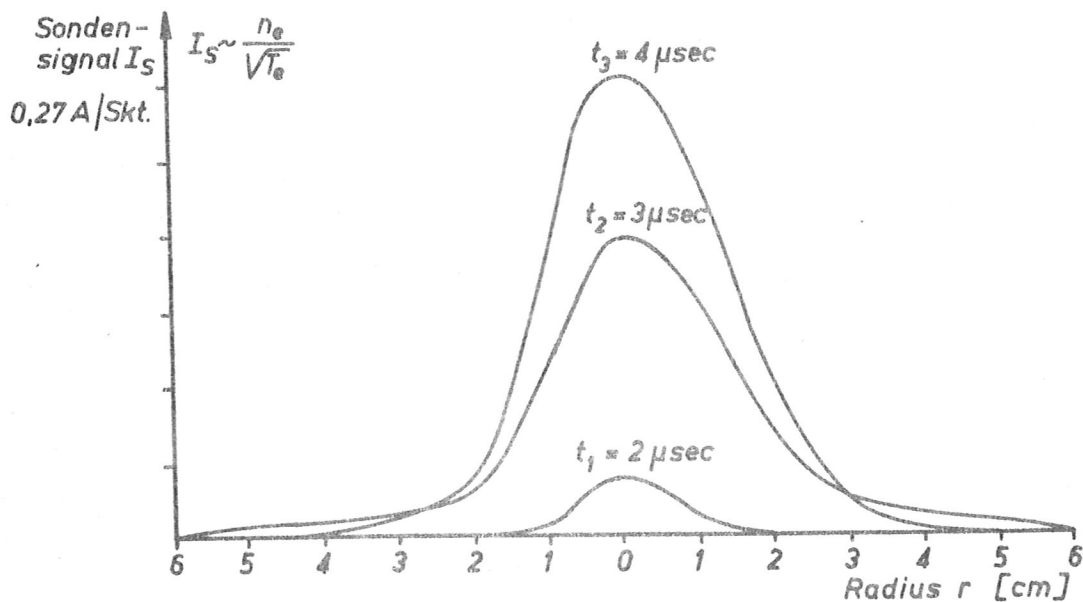


Abb. 16: Radialer Verlauf des Sondenstroms zu verschiedenen Zeiten. Die Sondenspannung betrug immer 7,5 Volt.

Anhand der bisher gewonnenen Meßergebnisse können nun einige Aussagen über die Entladung gemacht werden.



Die Entladung bleibt für eine längere Zeit infolge der langsamen Ionisierung ein schlechter Leiter, so daß das elektrische Feld in das Zentrum eindringen kann. Über den Querschnitt wird deshalb gleichmäßig ionisiert.

Das wachsende Eigenmagnetfeld beeinflusst die Elektronenbewegung vor allem in den äußeren Regionen, da es dort am stärksten ist. In der Achse der Entladung nimmt deshalb die Ionisierung stärker zu (Abb. 16: Größte Elektronendichte im Zentrum).

Eine Expansion der inneren Regionen wird durch einen beginnenden Pincheffekt verhindert; es werden sogar geladene Teilchen zur Achse hingeschafft (Abnahme der Elektronendichte und der Stromdichte in den äußeren Bereichen der Entladung in den Abb. 16 und 15 trotz weiteren Wachstums in der Achse).

Durch die steigende große Leitfähigkeit im Zentrum wird nun ein enger Kanal stark aufgeheizt.

Der Plasmadruck übersteigt sehr schnell den Magnetfelddruck und die ganze Plasmasäule expandiert mit großer Geschwindigkeit nach etwa  $5 \mu\text{sec}$ .

In den Abb. 15 und 16 sind drei Momentaufnahmen der Kompressionsphase zu sehen. Zur Darstellung der Expansion war die Reproduzierbarkeit nicht ausreichend.

Die Kompressionsgeschwindigkeit ist klein gegen die thermische Geschwindigkeit der Ionen, wie aus der radialen Symmetrie der Sondensignale in Abb. 16 hervorgeht. Diese Symmetrie ist außerdem ein Zeichen dafür, daß die elektrische Sonde die Entladung nicht stört, wenn sie die Achse durchsetzt.

Aus dem Sondenstrom in Abb. 16 geht die Elektronendichte nicht unmittelbar hervor, da noch der Faktor  $T_e^{-1/2}$  zu berücksichtigen ist. Durch grobe Schätzung der Elektronentemperatur ließe sich zwar die Dichte einigermaßen genau ermitteln, doch besteht bei dieser relativ langsamen Entladung die Möglichkeit, aus Feldstärke- und Stromdichtemessungen die Temperatur zu berechnen.

Wegen der schwachen Radialbewegungen des Plasmas ist die Spannung am Entladungsgefäß vor allem durch den ohm'schen Widerstand des Plasmas bestimmt.

Nun ist im allgemeinen der spezifische Widerstand  $\rho_p$  eines Plasmas im Magnetfeld anisotrop. In der Achse der Entladung ist jedoch das Magnetfeld Null, hier läßt sich somit  $\rho_p$  als Skalar schreiben:  $\rho_p = \frac{E_z}{j_z}$

Für ein vollionisiertes Plasma, in dem vor allem Coulombstöße der Elektronen mit Ionen den ohm'schen Widerstand darstellen, ist nach Spitzer [17]:

$$\rho_p = 6,5 \cdot 10^3 \cdot \ln \Lambda \cdot T_e^{-3/2} \quad \dots (24)$$

$T_e$  in  $^{\circ}\text{K}$ ,  $\rho_p$  in  $\text{Ohm} \cdot \text{cm}$

$\ln \Lambda \approx 9,5$  ( $\Lambda =$  Verhältnis von Debyelänge zum kleinsten Stoßparameter)

$\rho_p$  ist im wesentlichen nur von der Temperatur abhängig, die sich daraus gut ermitteln läßt.

Im vorliegenden Fall geht das nicht ohne weiteres, da das Plasma sicher nicht vollionisiert ist. Der Einfluß des Neutralgases auf den spezifischen Widerstand ist mit zu berücksichtigen.

Da der Verlauf der Neutralgasdichte während der Entladung nicht bekannt ist, sollen bei der nun folgenden Abschätzung jeweils die ungünstigsten Verhältnisse angenommen werden, um eine obere Grenze für den Einfluß des Neutralgases zu erhalten.

Es wird der gesamte spezifische Widerstand  $\rho$  additiv aus den beiden Beiträgen  $\rho_0$  und  $\rho_N$  zusammengesetzt.

$\rho_N$  sei der spezifische Widerstand des vorhandenen Neutralgases.

Die Größe von  $\rho_N$  ist stark davon abhängig, ob die Elektronen mit den Neutralteilchen elastisch oder unelastisch zusammenstoßen. Ein Maß dafür ist der Quotient  $E_z/p_0$ , der der pro freien Weglänge gewonnenen Energie proportional ist ( $p_0$  = Anfangsdruck des Neutralgases). Wegen der im vorliegenden Fall großen Werte (über 200 V/cm) treten fast nur noch anregende und ionisierende Stöße auf [18]. Außerdem wächst die mittlere kinetische Energie der Elektronen stetig an.

Nun ergibt sich  $\rho_N$  sicher zu hoch, wenn angenommen wird, daß jedes Elektron beim Stoß seine gesamte Energie abgibt und wieder aus der Ruhelage beschleunigt werden muß.

Dieses Modell gibt eine mittlere Geschwindigkeit  $\bar{v}$  der Elektronen:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{\pi \cdot l \cdot E_z \cdot e}{2 \cdot m_e}}$$

mittlere freie Weglänge  $l = \frac{1}{\sigma_0 \cdot n_g}$

Ionisierungsquerschnitt  $\sigma_0 \approx 0,3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$

$n_g$  = Neutralgasdichte

Der spezifische Widerstand  $s_N = \frac{E_z}{e \cdot u_e \cdot V}$  wird dann:

$$s_N = \frac{\sqrt{2 m_e \cdot \bar{v}_z \cdot u_e \cdot E_z}}{e \cdot u_e \cdot \sqrt{\pi e}} \dots (25)$$

$$= 6,56 \cdot 10^2 \cdot \frac{\sqrt{E_z \cdot u_e}}{u_e} \quad [\Omega \text{ cm}]$$

$E_z$  in V/cm  
 $n_g$  und  $n_e$  in  $\text{cm}^{-3}$

Im Sinne einer maximalen Abschätzung von  $s_N$  wird für  $n_g$  die Anfangsdichte eingesetzt ( $6,6 \cdot 10^{15}$  H-Atome/ $\text{cm}^3$ ).

Es stehen nun zwei Gleichungen für die beiden Unbekannten  $n_e$  und  $T_e$  zur Verfügung.

Nach (24) und (25):

$$\text{I.} \quad \frac{E_z}{j_z} = s = s_N(E_z, u_e) + s_p(T_e)$$

und aus der elektrischen Sondenmessung nach (12):

$$\text{II.} \quad \frac{u_e}{\sqrt{\pi e}} \sim \frac{1}{R_0} = \frac{j_s}{V_s}$$

$E_z$  ergibt sich aus Abb. 9 (Elektrodenabstand 38 cm),

$j_z$  ist aus Abb. 15 zu entnehmen,

$R_0$  ist aus Abb. 16 zu berechnen (Sondenfläche  $F = 3,1 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$ ).

Mit diesen Meßwerten können für verschiedene Zeiten die Elektronendichte und -temperatur in der Achse berechnet werden. (Tabelle III).

Tabelle III: Berechnete Elektronendichten und -temperaturen in der Achse bei maximaler Abschätzung des Neutralgases.

	$t_1 = 2 \mu\text{sec.}$	$t_2 = 3 \mu\text{sec.}$	$t_3 = 4 \mu\text{sec.}$
$n_e \text{ [cm}^{-3}\text{]}$	$3,3 \cdot 10^{13}$	$1,9 \cdot 10^{14}$	$3,9 \cdot 10^{14}$
$T_e \text{ [}^\circ\text{K]}$	33 800	40 000	71 000

Wird das Neutralgas ganz vernachlässigt, ergeben sich niedrigere Dichten und Temperaturen (Tabelle IV).

Tabelle IV: Berechnete Elektronendichten und -temperaturen in der Achse bei Vernachlässigung des Neutralgases.

	$t_1 = 2 \mu\text{sec.}$	$t_2 = 3 \mu\text{sec.}$	$t_3 = 4 \mu\text{sec.}$
$n_e \text{ [cm}^{-3}\text{]}$	$2,9 \cdot 10^{13}$	$1,78 \cdot 10^{14}$	$3,64 \cdot 10^{14}$
$T_e \text{ [}^\circ\text{K]}$	22 500	35 000	62 000

Die geringen Unterschiede besonders zu den beiden späteren Zeiten zeigen, daß der unbekanntete Neutralgasanteil auf die Berechnung von  $n_e$  und  $T_e$  keinen großen Einfluß hat.

Bei einer Fehlerbetrachtung zeigt sich, daß die berechnete Temperatur von der Feldstärke  $E_z$  stark abhängig ist, während die Dichte vor allem vom äquivalenten Plasma-widerstand  $R_0$  beeinflusst wird.

Die Feldstärke wurde aus der Elektrodenspannung bestimmt. Danach ergibt sich am Ort der Sonde eine mittlere Feldstärke, die von der tatsächlich vorhandenen abweichen kann. Aus diesem Grunde wurde die örtliche Feldstärke auch direkt gemessen. Dies geschah mit einer Gabelsonde nach dem im Kapitel 2.4 B angegebenen Gegenspannungsverfahren. Da mit dieser Messung zugleich die Brauchbarkeit dieses Verfahrens in Stoßentladungen demonstriert wird, ist in Abb. 17 ein Beispiel angeführt.

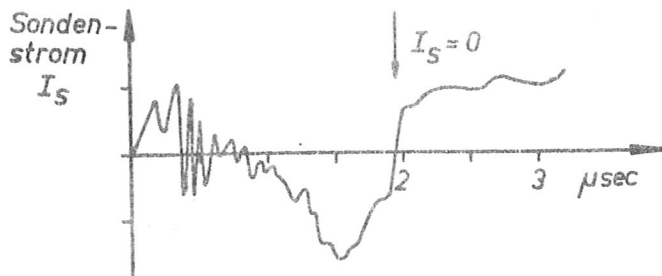


Abb. 17: Örtliche Feldstärkemessung in der Achse der Entladung mit einer Gabelsonde nach dem Gegenspannungsverfahren.

Tendenz der Gegenspannung:  $\uparrow$ , der Feldstärke im Plasma:  $\downarrow$ .

Die für den Zeitpunkt  $I_S = 0$  aus der Sondenspannung ermittelte örtliche Feldstärke stimmt gut überein mit der Feldstärke, die aus der Elektrodenspannung erhalten wurde.

Zu allen drei betrachteten Zeitpunkten ist eine - wenn auch nur schwache - Kompressionsbewegung des Plasmas vorhanden. Die achsiale Feldstärke  $E_z$  im Plasma ist deshalb durch einen induktiven Anteil höher, als es dem rein ohm'schen Plasmawiderstand entspricht. Eine genauere Betrachtung ergibt, daß dadurch die Temperaturen zu klein erhalten wurden. Die wahren Werte liegen etwa 25 % höher.

In den äquivalenten Plasmawiderstand  $R_0$  geht die Sättigungsstromdichte zu einer positiven Elektrode ein (S.9 u.14), über die keine sichere Theorie vorliegt.

Dadurch erhält der Absolutwert der berechneten Elektronendichte eine Unsicherheit von etwa 50 %.

#### 4.4 Anwendung des reduzierten Verfahrens zur Messung der Elektronendichte und gerichteter Geschwindigkeiten.

Wird die gespeicherte Kondensatorenergie dem Plasma in kürzerer Zeit zugeführt (schnelle Entladung von 100 kHz, Ladespannung 18 kV), sind starke radiale Plasmabewegungen zu beobachten (Abb. 18).

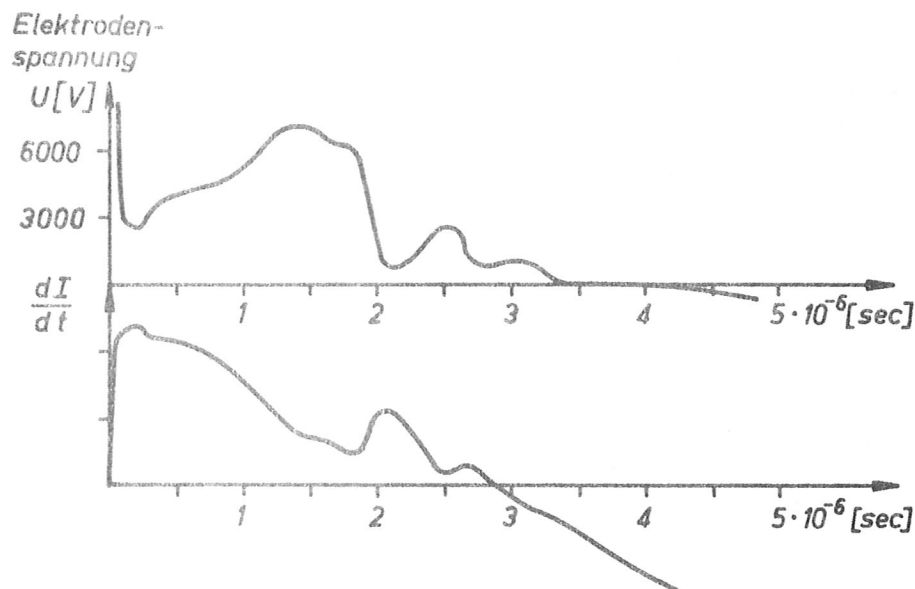


Abb. 18: Auftreten von radialen Plasmabewegungen bei der schnellen Entladung.

Ein Spannungsanstieg und eine  $\frac{dI}{dt}$ -Abnahme entsprechen einer radialen Kompression.

Die Verunreinigungen, die bei jeder Entladung von den Wänden losgeschlagen werden, beeinflussen den Ablauf der Entladung sehr stark, wie aus Abb. 19 zu ersehen ist. Infolge der niedrigeren Ionisierungsspannung der schweren Verunreinigungen steigt die Elektronendichte in der Achse bei der Zweitentladung (2) früher an als bei der Erstentladung (1) in reinem Wasserstoff. Wegen der wesentlich größeren Masse der

Verunreinigungen tritt die maximale Kompression jedoch erst später ein, wie sich aus der Verschiebung der Maxima in Abb. 19 ergibt.

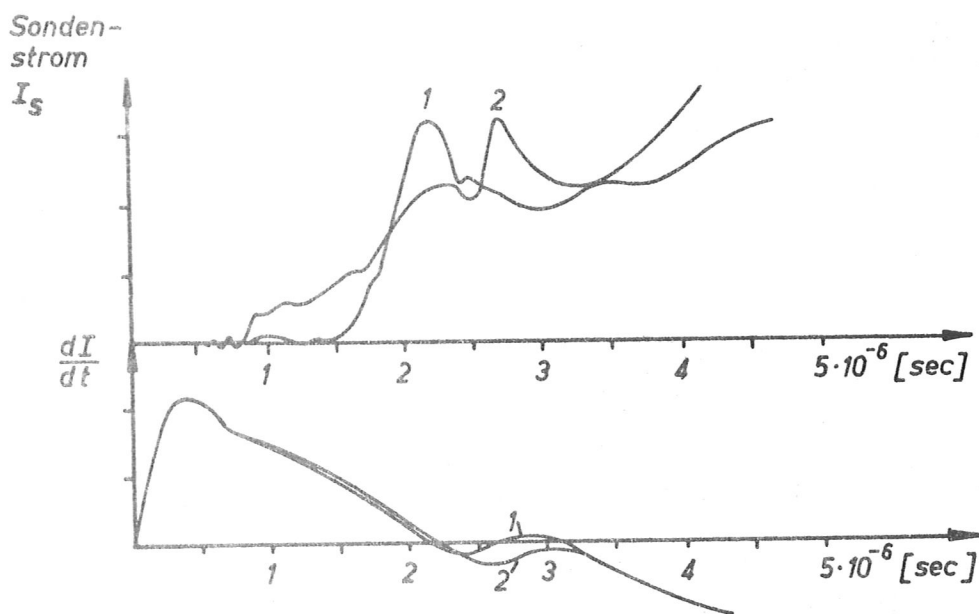


Abb. 19: Einfluß von Verunreinigungen auf Zweitentladungen (2). Erstentladung (1) in Wasserstoff von 0,1 Torr. Niedrige Ladespannung von 10 kV, deshalb findet nur eine Kompression in der ersten Halbwelle statt. Sondenmessung in der Achse mit niedriger Sondenspannung (Sondenstrom proportional der Elektronendichte).

Wie im vorhergehenden Abschnitt 4.3 wurden wieder mit konstanter niedriger Sondenspannung (7,5 Volt) Messungen durchgeführt. Infolge der starken Plasmabewegungen ist nun eine Abhängigkeit des Sondenstromes von der Orientierung der Elektrodenoberfläche zu erwarten.

Abb. 20 zeigt eine Sondenmessung in der Achse der Entladung. Die Plasmasäule ist nach 1,5 sec. nicht mehr ganz rotationssymmetrisch, wie aus dem Verlauf des Magnetfeldes hervorgeht.



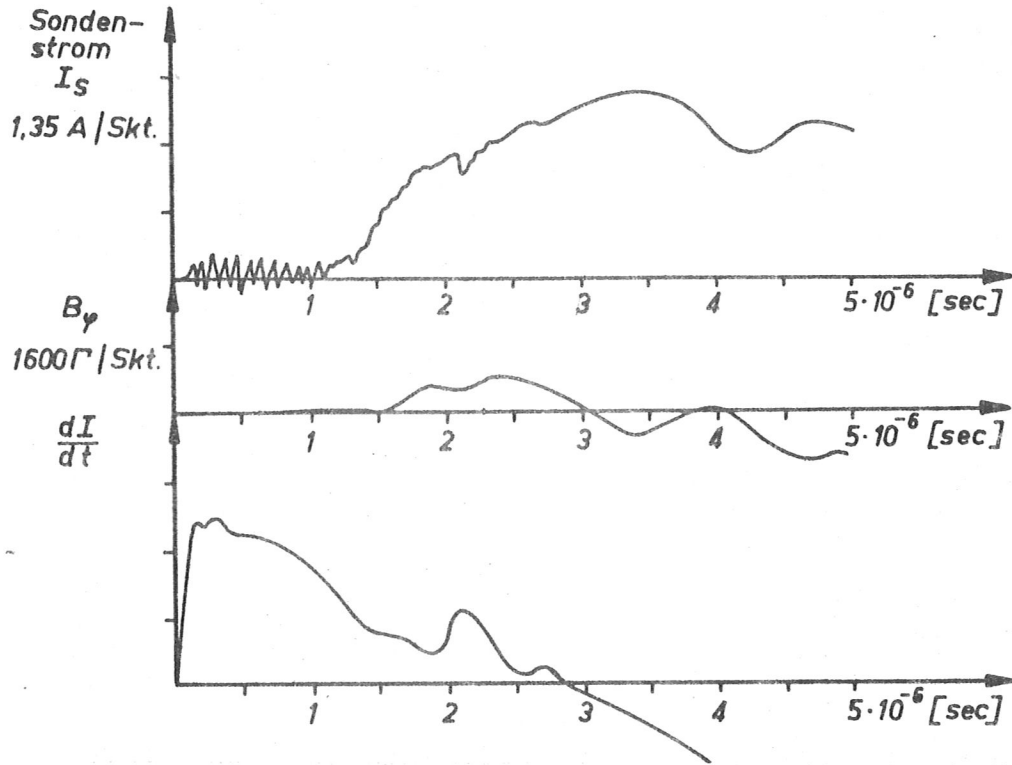


Abb. 20: Sondenmessung in der Achse. Anfangsdruck des Wasserstoffs: 0,1 Torr. Ladespannung 18 kV.

Die Plasmakompressionen sind im Zentrum aus der Sondenkurve  $I_s$  kaum zu entnehmen (Abb. 20). Erst in einiger Entfernung von der Achse machen sie sich auch im Sondenstrom  $I_s$  bemerkbar (Abb. 21).

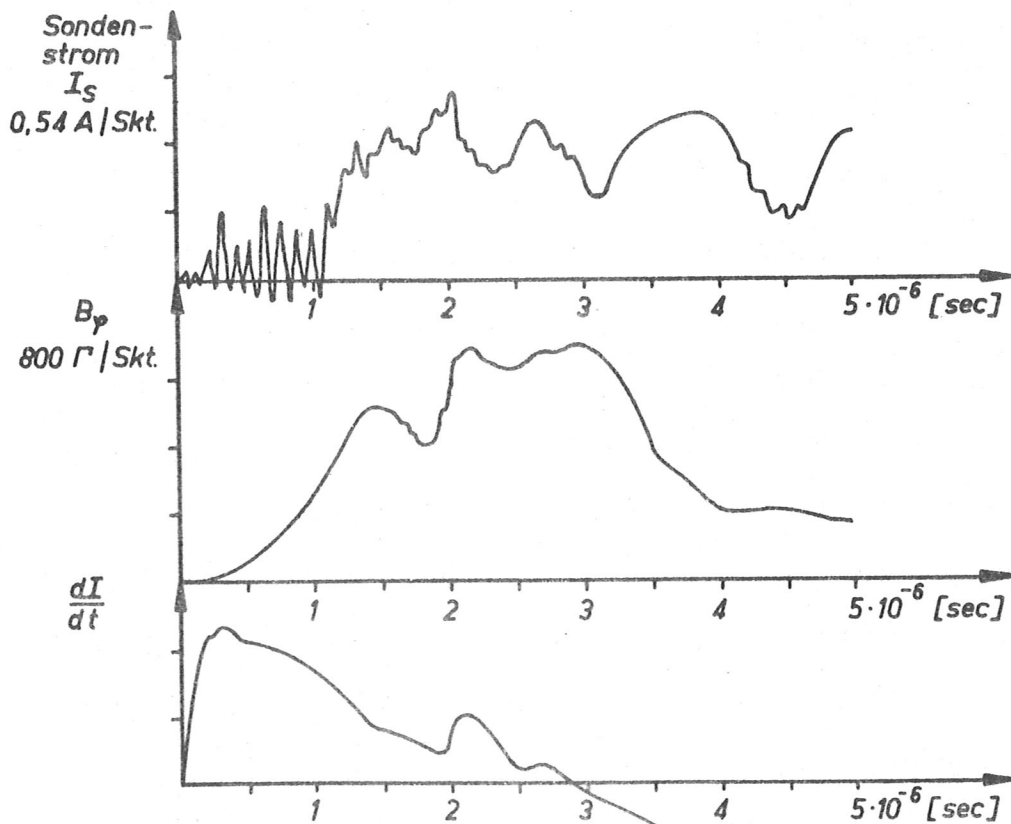


Abb. 21: Messung in 2,5 cm Abstand von der Achse. Orientierung der Elektrodenoberfläche zur Wand hin. Die Sonde durchsetzt dabei die Achse (Stellung b in Abb. 5).

Ein anderer Verlauf des Sondenstroms ist zu beobachten, wenn die Elektrodenoberfläche - anders als in Abb. 21 - zur Entladungsachse orientiert ist (Abb. 22).

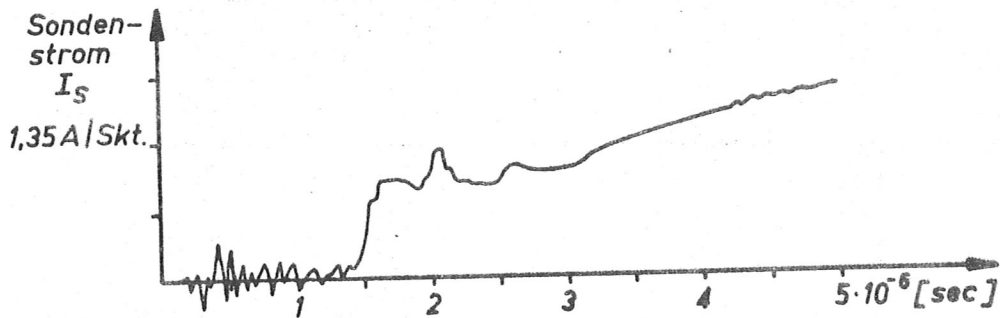


Abb. 22: Messung in 2,5 cm Abstand von der Achse. Orientierung der Elektrodenoberfläche zur Achse hin (Stellung a in Abb. 5).

Der Magnetfeldverlauf blieb bis auf eine Vorzeichenumkehr unabhängig davon, in welcher Stellung a oder b die Magnetfeldsonde mit der elektrischen Sonde stand, ein Zeichen dafür, daß sich die Entladung selbst nicht änderte.

Nach Umzeichnen der Oszillogramme läßt sich der zeitliche Ablauf in Momentaufnahmen darstellen.

Die radiale Variation des Sondenstromes  $I_s$  ist in Abb. 23 für drei charakteristische Zeiten der Entladung aufgetragen.

$t = 1 \mu\text{sec.}$ : Die Stromschicht, die sich wegen des Skin-effekts außen gebildet hat, läuft nach innen. Das Maximum der Stromdichte ist gerade bei  $r=3$  cm, wie aus Magnetfeldmessungen hervorgeht.

$t = 3 \mu\text{sec.}$ : Der Entladungsstrom hat seinen größten Wert erreicht. Die zeitliche Änderung  $\frac{dI}{dt}$  ist nahezu Null.

Die höchste Stromdichte ist in der Achse.

$t = 5 \mu\text{sec.}$ : Der Entladungsstrom ist Null.

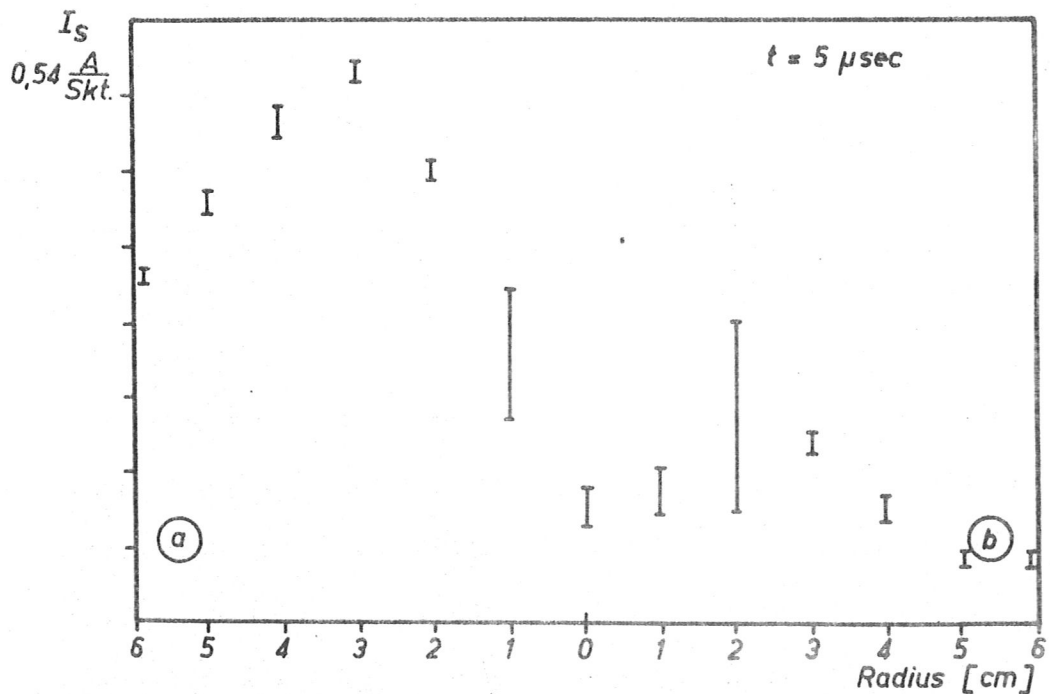
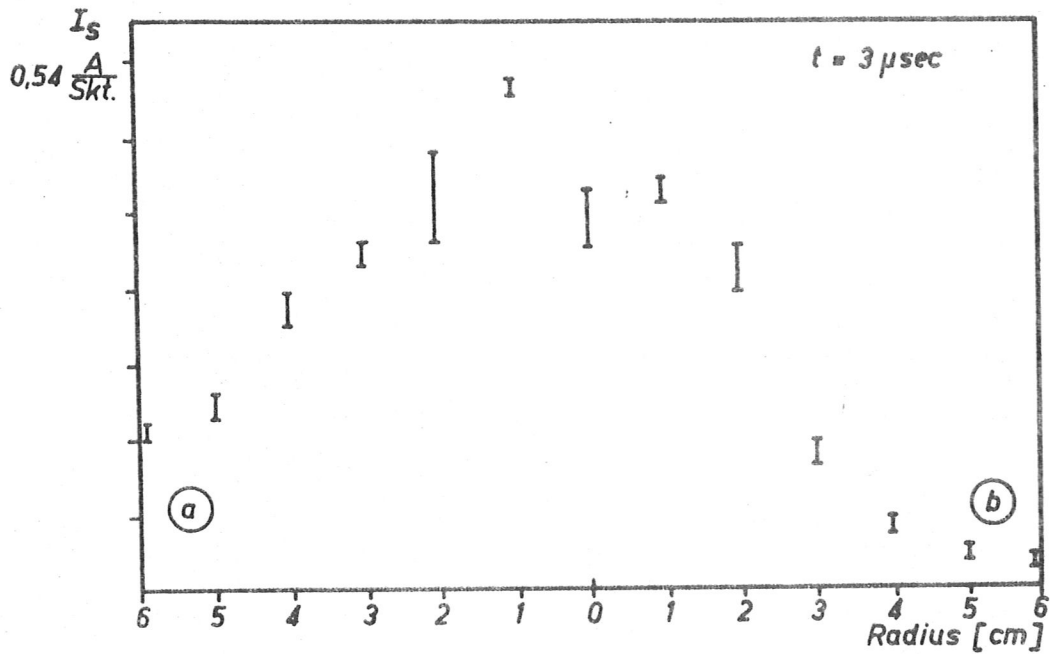
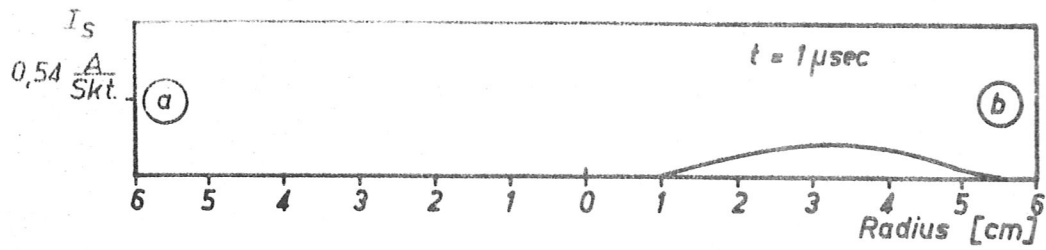


Abb. 23: Radialer Verlauf des Sondenstromes zu drei charakteristischen Zeiten der Entladung. Sondenorientierungen a und b siehe Abb. 5. Streuung von je drei Aufnahmen unter gleichen Bedingungen.

Nach der auf Seite 17 beschriebenen Methode lassen sich Elektronendichte und gerichtete Geschwindigkeit aus dem Sondenstrom in Abb. 23 getrennt bestimmen (Abb. 24 und 25).

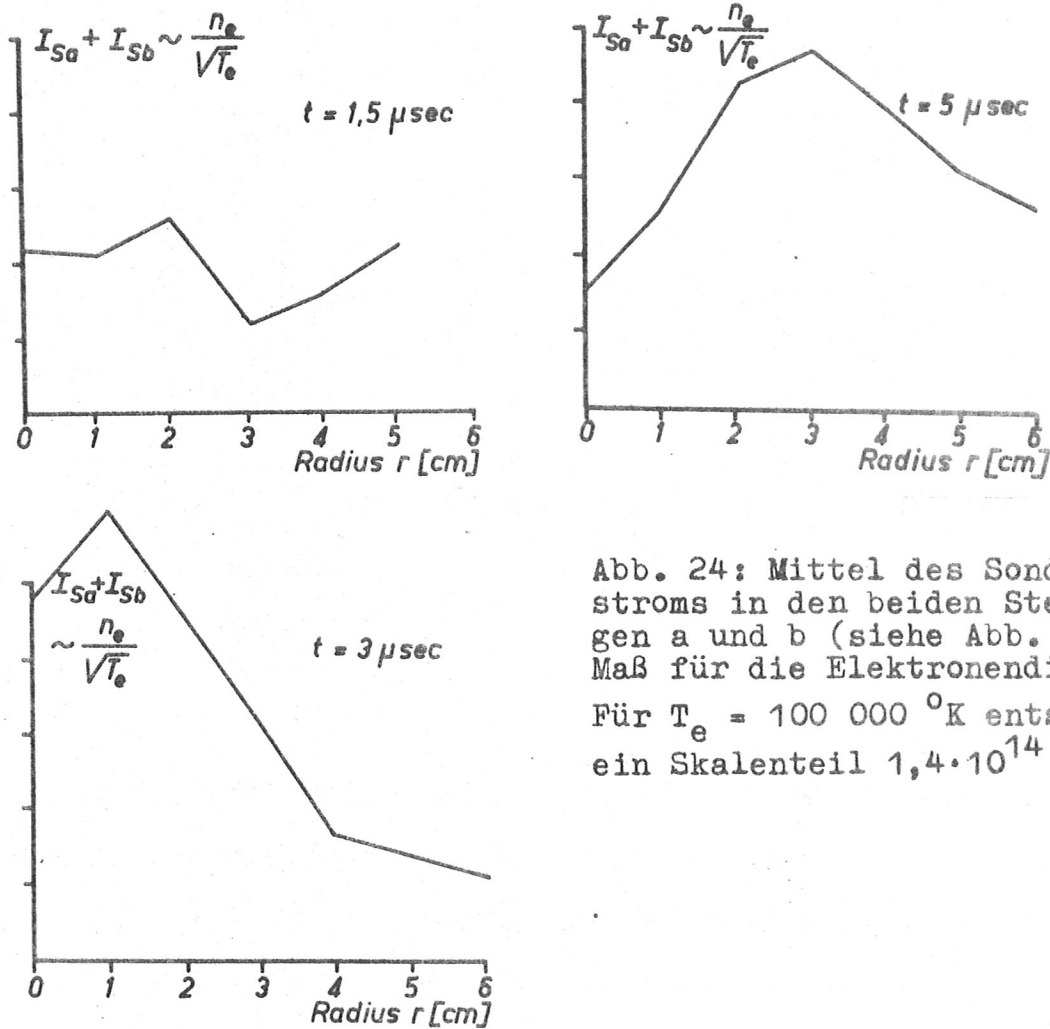


Abb. 24: Mittel des Sondenstroms in den beiden Stellungen a und b (siehe Abb. 5) als Maß für die Elektronendichte  $n_e$ . Für  $T_e = 100\,000\text{ }^\circ\text{K}$  entspricht ein Skalenteil  $1,4 \cdot 10^{14}\text{ cm}^{-3}$ .

Zur Zeit  $t = 1,5 \mu\text{sec}$ . bewegt sich das Plasma innerhalb eines Radius von 2 cm noch nach innen, während es weiter außen bereits wieder zur Wand hin läuft (Abb. 25). Die Elektronendichte ist am größten bei  $r = 2\text{ cm}$ ; an derselben Stelle befindet sich auch gerade das Maximum der nach innen laufenden Stromschicht.

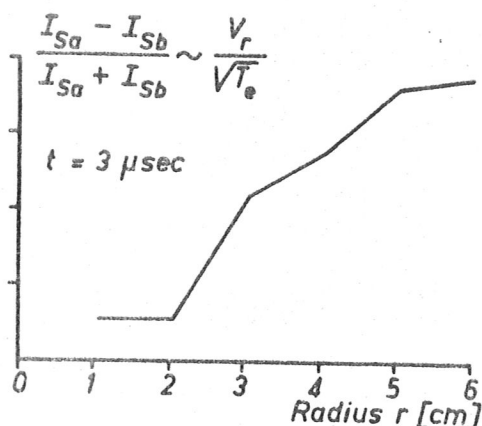
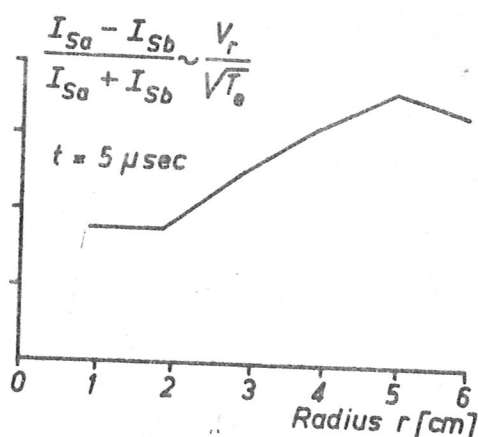
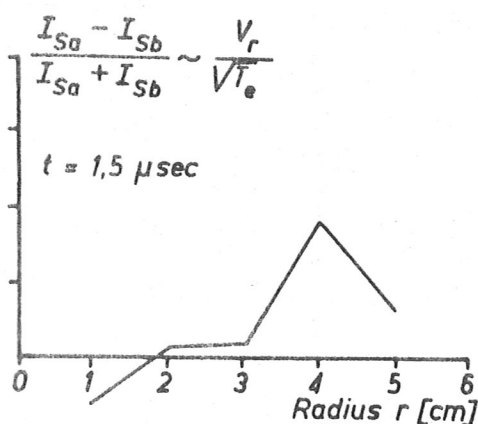


Abb. 25: Relative Asymmetrie des Sondenstromes in den beiden Stellen a und b (siehe Abb. 5) als Maß für die gerichtete Geschwindigkeit  $v_r$  der Ladungsträger.

Für  $T_e = 100\ 000\ \text{°K}$  entspricht ein Skalenteil  $3,5 \cdot 10^5\ \text{cm/sec}$ .

Beim Maximum des Entladungsstromes ( $t = 3 \mu\text{sec.}$ ) ist das Plasma im Zentrum fast in Ruhe. In den äußeren Bereichen strömt es zur Wand hin, wobei die Geschwindigkeit mit dem Radius wächst. Die Stromdichte hat ihrem höchsten Wert jetzt in der Achse der Entladung. Die Plasmasäule ist stark kontrahiert mit einer hohen Dichte in der Achse. Doch liegt das Maximum der Elektronendichte etwas außerhalb der Achse ( $r = 1\ \text{cm}$ ), da in der Achse die höchste Temperatur herrscht und Druckgleichgewicht vorhanden ist. Wenn später der Entladungsstrom Null wird ( $t = 5 \mu\text{sec.}$ ), strömt das Plasma nun auch aus der Achse zur Wand hin. Die Elektronendichte sinkt im Zentrum stark ab. Das Dichtemaximum ist nach außen gewandert und liegt bei  $r = 3\ \text{cm}$ .

## 5. Diskussion

1. Elektrische Sonden lassen sich auch in dichten, heißen Plasmen schneller Stoßentladungen verwenden, wenn auf hohe Sondenspannungen verzichtet wird. Das bedeutet eine Beschränkung der Messungen auf die Ermittlung des äquivalenten Plasmawiderstandes  $R_0 = \left(\frac{dV_s}{dI_s}\right)_{V_s=0}$ . Der Informationsgehalt dieses Wertes ist zwar kleiner als der einer vollständigen Sondencharakteristik, doch lassen sich daraus auch brauchbare Angaben über die Elektronendichte und gerichtete Geschwindigkeiten der Ladungsträger gewinnen, wenn die Elektronendichte <sup>temperatur</sup> einigermäßen bekannt ist.

2. Durch geeigneten koaxialen Bau der Sonde mit konzentrischen Elektroden stört die Entladung die Sondenmessung nur wenig.

Um eine möglichst hohe Zeitauflösung zu erreichen, ist der ganze Sondenkreis koaxial aufzubauen und der äquivalente Plasmawiderstand durch entsprechende Wahl der Elektrodenfläche dem Wellenwiderstand des Kreises anzupassen. Dadurch ist für ein gegebenes Plasma die geometrische Abmessung der ionensammelnden Elektrode festgelegt.

Die physikalische Grenze der Zeitauflösung ist durch die Trägheit des Aufbaues einer quasistationären Raumladungsschicht gegeben. Diese obere Grenzfrequenz liegt im allgemeinen oberhalb der Grenzfrequenz des elektronischen Meßkreises.

3. Die Störung des Plasmas durch die Sonde selbst ist in einem größeren Ausmaß zu erwarten als bei der Messung mit Magnetfeldsonden.

Die elektrische Sonde gibt die Plasmadaten unmittelbar in der Umgebung der Raumladungsschicht wieder, während die Magnetfeldsonde die Summe der Feldkomponenten aller Teile des Plasmas am Ort der Sonde mißt.

Durch Abkühlung des Plasmas gibt die elektrische Sonde sicher eine zu niedrige Temperatur an.

4. Beim Vergleich von Sondenmessungen mit anderen Meßmethoden (z.B. spektroskopischen) ist zu beachten, daß bei einer flächengleichen Doppelsonde nur die energiereichsten Elektronen zum Elektronen-Sondenstrom beitragen. Bei Abweichungen von einer Boltzmannverteilung der Elektronen ist die Temperatur der höher energetischen Elektronengruppe maßgebend. Für  $T_e$  ist also ein größter Wert einzusetzen.

Zum Ionenstrom tragen dagegen auch die energieärmsten Ionen bei; die Sondenmessung gibt deshalb die wahre Ionendichte im Plasma an.

Wegen der Unsicherheit der Theorie über den Ionen-einstrom zu einer negativen Elektrode läßt sich der Absolutwert der Elektronendichte nicht genau ermitteln. Die Doppelsonde ist daher vor allem für Relativmessungen geeignet.

$$y = A \cdot e^{\alpha t}$$

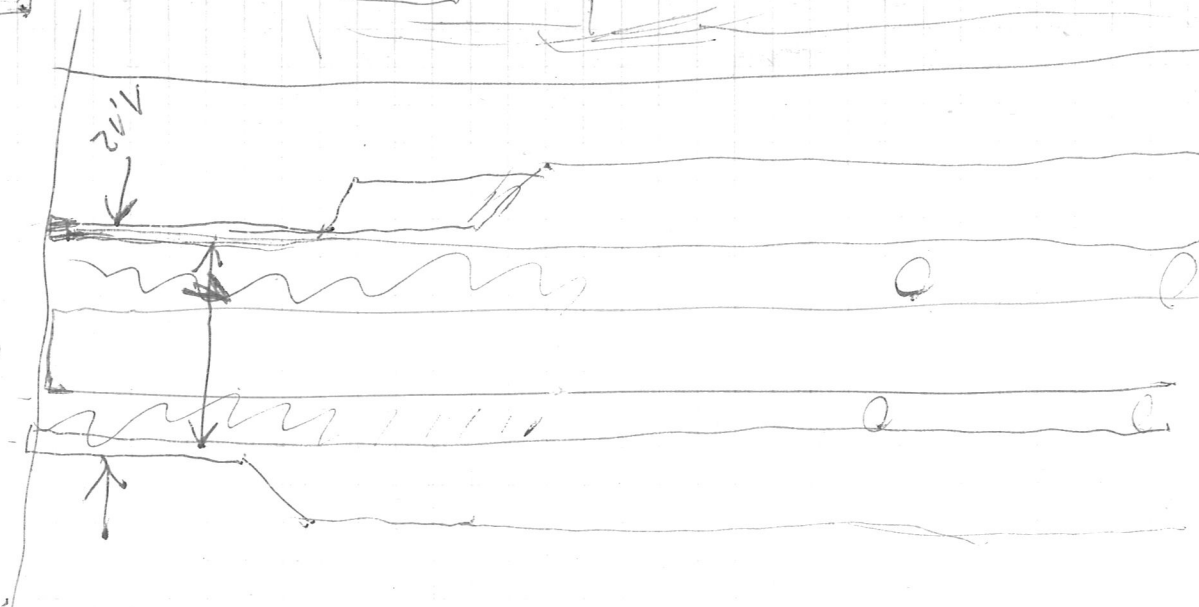
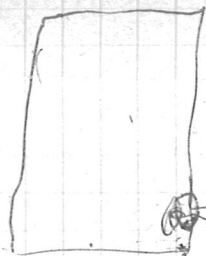
$$y = 1 - e^{-\alpha t}$$

$$\int y dt = \left[ t + \frac{1}{\alpha} e^{-\alpha t} \right]_0^{5T}$$

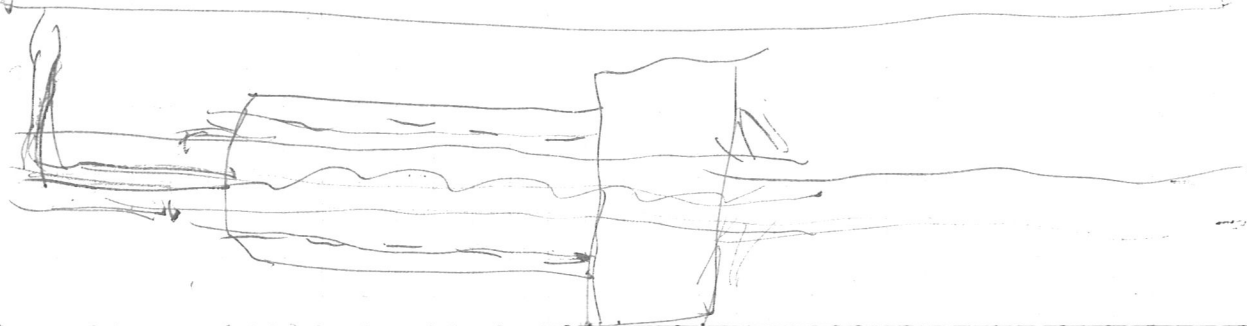
$$(5T + T e^{-5})$$

$$\left( 5T + \frac{1}{\alpha} T e^{-5} - 0 - T \right)$$

$$4T + T e^{-5}$$



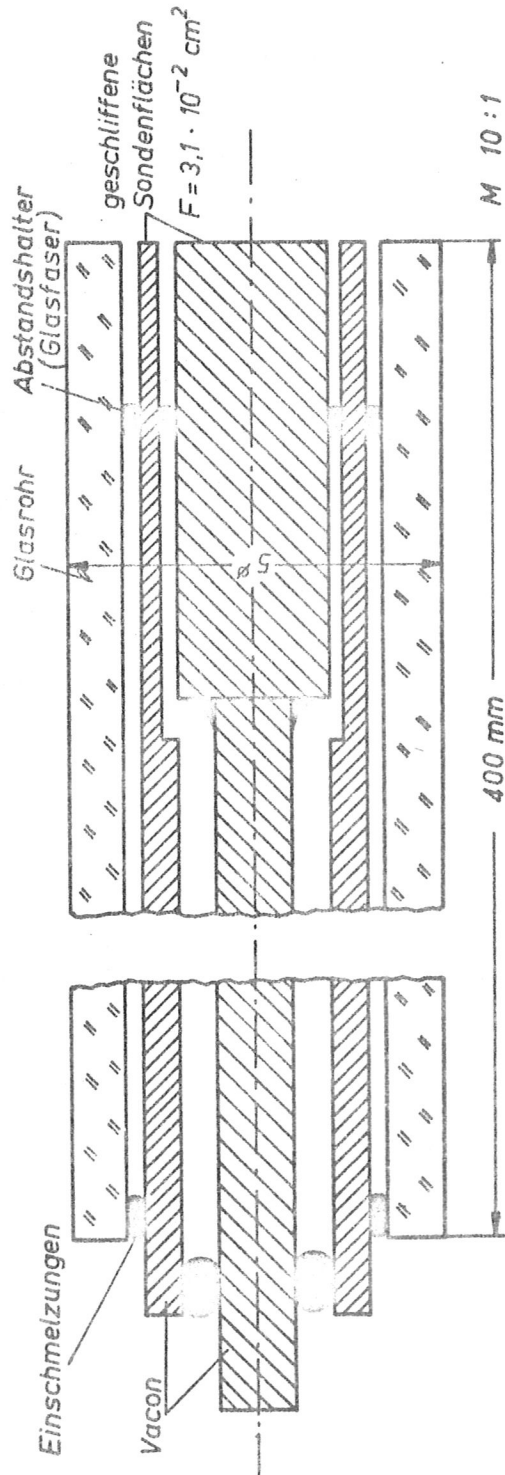
50



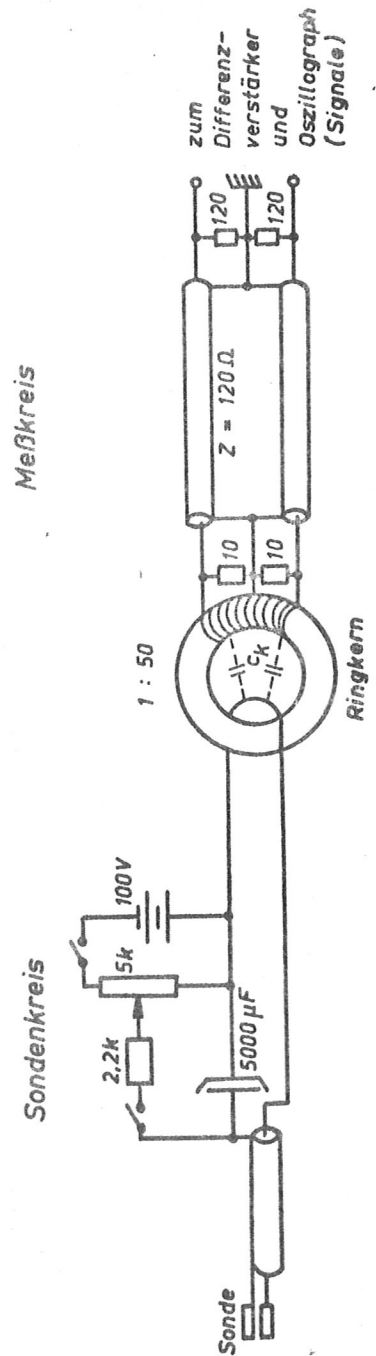


Anhang I

Sonde und Meßkreis



1. Bau der koaxialen Doppelsonde

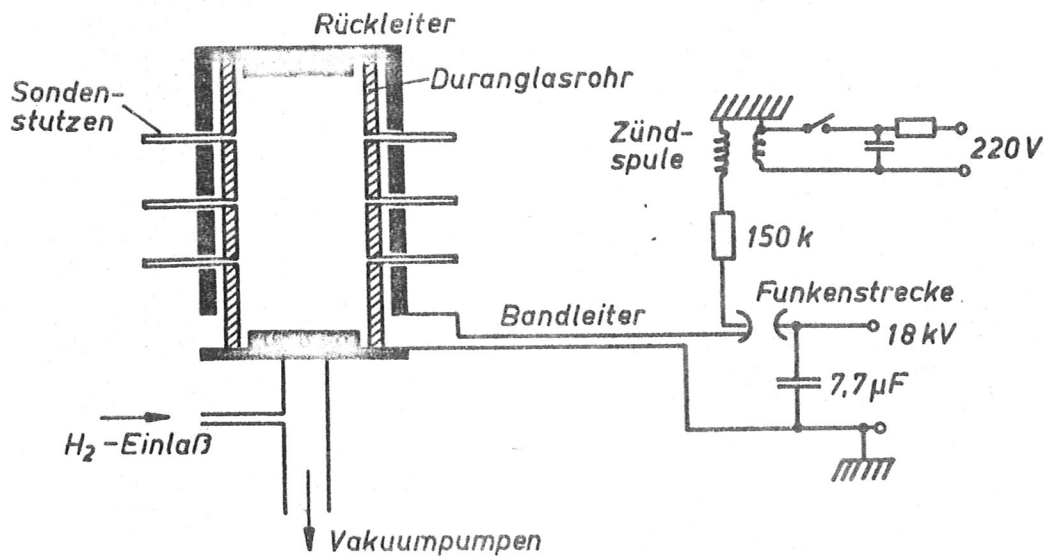


2. Schaltung des Meßkreises

$C_k$  = Kopplungskapazitäten

Anhang II

Die lineare Stoßentladung



Entladungsgefäß: Länge 40 cm, Durchmesser 12 cm

Ladekondensator:  $C = 7,7 \cdot 10^{-6}$  Farad

$U_{\max} = 18$  kV

$E_{\max} = 1,25$  kJoule

Schnelle Entladung

$f = 104$  kHz

Gesamtinduktivität:

$L_{\text{ges.}} = 324$  cm

Maximalstrom:

$I_{\max} = 87,6$  kAmp.

Stromänderung:

$(\frac{dI}{dt})_{\max} = 5,6 \cdot 10^{10}$  Amp/sec.

Langsame Entladung

(mit Zusatzinduktivität)

$f = 40$  kHz

$L_{\text{ges.}} = 2030$  cm

$I_{\max} = 35$  kAmp.

$(\frac{dI}{dt})_{\max} = 8,86 \cdot 10^9$  Amp/sec.

Literaturverzeichnis

=====

*schreiben Doppelstrichen*

- [1] K. Yamamoto und T. Okuda: J.Phys.Soc.Jap.Vol.11, (1956), 57.
- [2] E.O.Johnson und L.Malter: Phys.Rev.Vol.80, (1950), 58.
- [3] A. Reifman und W.G.Dow: Phys.Rev.Vol.76, (1949), 987.
- [4] S.Kojima, K.Takayama und A.Shimanchi: J.Phys.Soc.Jap.Vol.8, (1953), 55.
- [5] V.I.Pistunovich in: "Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions." Vol.4, Pergamon Press 1960, P.157.
- [6] D.Bohm, E.H.S.Burhop und H.S.W.Massey in: *Minimierung* "Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields" von Guthrie und Wakerling. McCraw-Hill Book Comp.1949.
- [7] R. Boyd: Proc.Roy.Soc.London(A)Vol.201 (1950), 329.
- [8] D.Kamke und H.J.Rose: Z.Physik 145, (1956), 83
- [9] G.J.Schulz u.S.C.Brown: Phys.Rev.Vol.98, (1955), 1642. *erw. Mitt. aus atz*
- [10] F. Wenzl: Z.ang.Phys.Vol.2, (1950), 59
- [11] E.Hayess u. K.Rademacher: Ann.Phys.Vol.8, (1961), 158.
- [12] H.W.Jones u.P.A.H.Saunders: J.Sc.Instr.Vol.37, (1960), 457.
- [13] M.v.Ardenne: "Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie", P.839.
- [14] H.W.Jones u.P.A.H.Saunders: AERE - R 3611
- [15] M.D.Gabovich u. E.T. Kucharenko: *Permeabilitätswertes, um Bsp. auszuweichen* J.Tech.Phys.USSR 2(1957)299 (Übersetzt in: Soviet Physics-Techn.Phys. 2, (1957), 266.
- [16] Grinberg: Z.exp.theor.Phys.Vol.6, (1936), 126.
- [17] L.Spitzer, jr.: "Physics of Fully Ionized Gases" P.84, London 1956
- [18] M.J.Druyvesteyn und F.M.Penning: Rev.Mod.Phys.12, (1940), 87
- [19] B.Bertotti: Physics of Fluids, 4(1961), 1047.