

Anwendbarkeit elektrischer Sonden in  
heissen Plasmen  
(Electrostatic Double Probes and their  
Applicability in Hot Plasmas).

D. Combecher

IPP 1/40

Juli 1965

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



IPP 1/40: D. Combecher: Electrostatic Double Probes and their Applicability  
July 1965 (in German)

# INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Anwendbarkeit elektrischer Sonden in  
heissen Plasmen

(Electrostatic Double Probes and their  
Applicability in Hot Plasmas).

D. Combecher

IPP 1/40

Juli 1965

*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.*



Abstract: In a 7,5 kJ theta pinch density measurements were made with electric double probes. Comparative measurements with a Mach-Zehnder interferometer afforded no agreement. The line density determined by means of probe measurements along the discharge tube axis was much lower than that measured with the interferometer. This faulty measurement is due to the fact that the magnetic field of the discharge does not penetrate the probe material deeply because of its high frequency. As a result, the lines of magnetic force move around the probe tip and guide the charged particles past the electrodes.

Spectroscopic investigations of the vaporization of the probe material showed that in the first half-cycle of the discharge, during the first four microseconds, no appreciable emission of spectral lines of the probe material can be detected. Only in the second half-cycle did strong vaporization begin, about 0.5 microseconds after the second plasma breakdown. The light emitted by the vapors was about a thousand times more intense than the plasma light without a probe.

1. Diskussion der Fehlerquellen der Dichte	13
2. Mögliche Fehlerquellen bei Dichtemessungen	13
3. Veranschaulichung der Dichtemessung	13
4. Einfluß der hohen Frequenz	13
5. Ergebnisse der Dichtemessungen	14
6. Vergleich der Dichtemessungen mit den Interferometermessungen	14
7. Diskussion der Dichtemessungen	16
8. Ergebnisse der Dichtemessungen	16
9. Diskussion der Dichtemessungen	16
10. Ergebnisse der Dichtemessungen	16
11. Diskussion der Dichtemessungen	16
12. Ergebnisse der Dichtemessungen	17
B. Absorption der Dichtemessungen	18



Zusammenfassung

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	1
Einleitung	1
A. Die Sondenmesstechnik	1
B. Experimenteller Aufbau	2
1. Sondenmesskreis	2
2. Theta-Pinch	3
3. Interferometermessungen	3
4. Spektrale Messungen	3
C. Messergebnisse	5
I. Ergebnisse der spektroskopischen Untersuchungen	5
II. Ergebnisse der Sondenmessungen	7
1. Störsignale	7
2. Vergleich zwischen Sonden- und Interferometermessungen	8
3. Messungen mit axial eingeführter Sonde	10
4. Auswertung von Zeitschnitten	10
a) Räumliche Verteilung des Plasmas	10
b) Vergleich der Liniendichte mit Interferometermessungen	12
D. Diskussion der Fehlmessung der Sonde	13
I. Mögliche Fehlerquellen bei Sondenmessungen	13
1. Verschmutzung der Elektroden	13
2. Einfluss starker Magnetfelder	13
3. Sekundäremission der Sonde	13
4. Einfluss von rekombinierten Ionen	14
5. Einfluss der Sondenverdampfung	14
6. Geringe Eindringtiefe des Magnetfeldes in das Sondenmaterial	14
II. Störung des Plasmas durch die Sonde	16
A. Die Sondenmessung	16
Anhang	16
A. Messung mit dem Mikrowellenübertrager	16
I. Zeitauflösung	16
II. Kennlinie des Übertragers	16
1. Aufnahme der Kennlinie	16
2. Veränderung der Kennlinie	17
B. Auswertung der Sondensignale	18

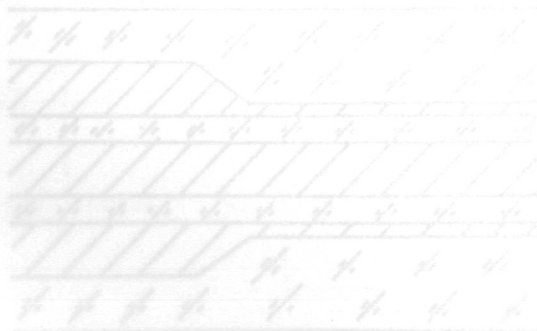


Abb. 1 Spitze einer Doppelsonde



## Zusammenfassung

An einem 7,5 kJ Theta-Pinch wurden Dichtemessungen mit elektrischen Doppelsonden durchgeführt. Vergleichsmessungen mit einem Mach-Zehnder-Interferometer ergaben keine Übereinstimmung. Die Liniendichte, die durch Sondenmessungen an verschiedenen Orten längs der Entladungsgefäß-Achse bestimmt wurde, war wesentlich niedriger als die mit dem Interferometer gemessene. Der Grund für diese Fehlmessung ist darin zu suchen, dass das Magnetfeld des Pinches wegen seiner hohen Frequenz nicht tief in das Sondenmaterial eindringt. Dadurch krümmen sich die magnetischen Feldlinien um die Sondenspitze und führen die Ladungsträger an den Elektroden vorbei.

Spektroskopische Untersuchungen der Verdampfung von Sondenmaterial ergaben, dass in der ersten Halbwelle der Entladung, während der ersten vier Mikrosekunden, keine nennenswerte Emission von Spektrallinien des Sondenmaterials festgestellt werden kann. Erst in der zweiten Halbwelle begann eine starke Verdampfung, etwa 0,5 Mikrosekunden nach der zweiten Plasmazündung. Das von den Dämpfen ausgestrahlte Licht betrug etwa das Tausendfache des Plasmaleuchtens ohne Sonde.

## Einleitung

Da Sonden gegenüber vielen anderen Diagnostikmitteln den Vorteil haben, mit relativ einfachem Aufwand an einem räumlich genau definierten Punkt zu messen, soll in dieser Arbeit die Anwendbarkeit elektrischer Sonden in heißen Plasmen untersucht werden. Sonden in heißem Plasma sind von vorneherein problematisch. Sie müssen bis an den Messort ins Plasma eindringen und können einmal allein durch ihre Anwesenheit die Vorgänge im Plasma stören, weiterhin ist es bei den hohen Temperaturen, denen sie ausgesetzt sind, nicht zu vermeiden, dass sie durch Zerstäubung und Verdampfung schwere Atome ins Plasma aussenden, die sowohl das Plasma als auch die Messung selbst beeinflussen.

Zur Untersuchung der Anwendbarkeit der Sonde in einer heißen Theta-Pinch-Entladung wurde die Zerstäubung bzw. Verdampfung von Sondenmaterial spektroskopisch untersucht. Die von der Sonde gemessenen Dichtewerte wurden mit Interferometermessungen verglichen.

### A. Die Sondenmesstechnik

Bei hohen Plasmadichten und-temperaturen erweist sich eine Doppelsonde als günstig, die dem Plasmapotential folgt. Andere Sonden würden dem Plasma zu viel Strom entziehen. Als Doppelsonden werden Sonden mit zwei Elektroden bezeichnet; zwischen den Elektroden wird eine Spannung angelegt und der Strom durch das Plasma gemessen.

Um bei Dichtemessungen den Einfluss elektrischer und magnetischer Felder im Plasma gering zu halten, verwendet man eine Sonde mit konzentrischen Elektroden (Abb. 1).

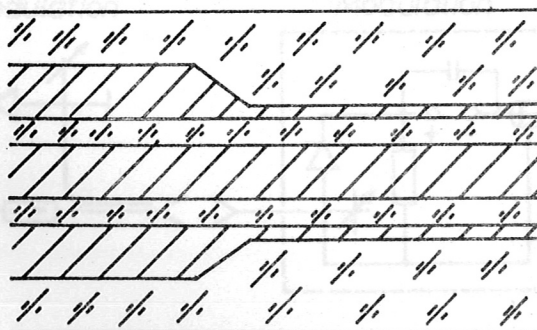


Abb. 1 Spitze einer Doppelsonde



Es wäre günstig, eine vollständige Strom-Spannungs-Charakteristik aufzunehmen, da man dann die Temperatur und die Dichte des Plasmas bestimmen könnte.

Diese Messmethode verbietet sich jedoch in heissen Plasmen, weil der Sättigungsstrom erst bei so hohen Spannungen erreicht wird, dass schon vorher Bögen zwischen den Elektroden zünden. Somit bleibt nur die Messung des "äquivalenten Plasmawiderstandes"  $R_0$ .

Es sei vorausgesetzt:

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

Der Sondenstrom als Funktion der Spannung beträgt dann [1]:

$$(1) \quad I_s = j_i \cdot F \cdot \exp\left(\frac{e \cdot V_s}{2 k T_e}\right)$$

Durch Entwicklung um  $V_s = 0$  wird der äquivalente Plasmawiderstand definiert:

$$(2) \quad R_0 = \left(\frac{dV_s}{dI_s}\right)_{V_s=0} = \frac{2 k T_e}{j_i \cdot F \cdot e} = \frac{2 \cdot e^{+0,5} \cdot \sqrt{M k T_e}}{e^2 \cdot F \cdot n_e}$$

in praktischen Einheiten:

$$R_0 = 1,96 \cdot 10^{11} \cdot \frac{\sqrt{T_e} \cdot A}{n_e \cdot F}$$

$T_e$  in  $^{\circ}K$ ,  $n_e$  in  $cm^{-3}$ ,  $F$  in  $cm^2$ .

In einer Abschätzung der Elektronentemperatur, die nur mit der Wurzel in  $R_0$  eingeht, kann man somit auf die Plasmadichte durch Messung von  $R_0$  schliessen.

Die bei den Messungen verwendeten Sonden hatten einen Aussendurchmesser von 2,6 bis 4 mm. Der Durchmesser des Innenleiters betrug 0,5 mm, der des Aussenleiters 1 mm. Als Leitermaterial wurde Molybdän oder Vakon - Metall, als Isolationsmaterial Glas und Quarz (als Mantel) verwendet.

## B. Experimenteller Aufbau

### 1. Sondenmesskreis

Da der äquivalente Plasmawiderstand bei schwimmendem Sondenpotential gemessen werden muss, ergab sich die Schwierigkeit der Übertragung des Messsignals. Ein gewöhnlicher Ferritkern-Übertrager hat eine zu niedrige Grenzfrequenz, aus diesem Grunde wurde ein Mikrowellen-Übertrager gewählt (Abb. 2) [4].

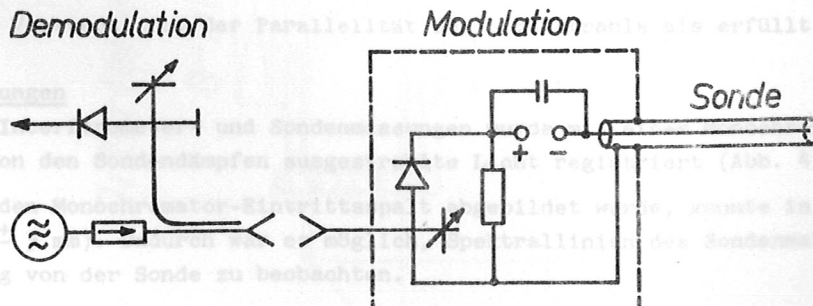


Abb. 2 Mikrowellen-Übertrager

Die an die Sonde angelegte Spannung fällt an dem äquivalenten Plasmawiderstand  $R_0$  und am Mess-

widerstand  $R_m$  ab. Die an  $R_m$  abfallende Spannung wird der Modulationsdiode so zugeführt, dass sie in Sperrichtung angesteuert wird. (Der Aussteuerbereich in Sperrichtung beträgt etwa 2,5 V, der in Leitfähigkeitsrichtung nur 0,5 V).

Die vom Klystron ausgesandte Welle läuft über zwei Hörnerantennen, die die galvanische Trennung bewirken, zur Modulationsdiode, wird dort reflektiert und läuft zurück über eine Mikrowellen-Weiche zur Demodulationsdiode. Eine genaue Beschreibung der Messungen mit dem Mikrowellen-Übertrager befindet sich im Anhang der Arbeit.

## 2. Theta-Pinch

Die Messungen wurden an einem 7,5 kJ Theta-Pinch durchgeführt. Die Ladespannung der Kondensatoren betrug 18 kV, die Frequenz der Entladung 160 kHz, das maximale Magnetfeld 40 kG.

Die Spule bestand aus einer Windung von 19 cm Breite und 5 cm Innendurchmesser.

Die Sonde wurde zunächst radial durch ein Loch in der Mitte der Spule in das Entladungsgefäß eingeführt. Auf diese Weise konnten die von der Sonde gemessenen Dichtewerte mit gleichzeitig aufgenommenen Interferogrammen verglichen werden.

## 3. Interferometer-Messungen

Die Interferogramme wurden mit einem Mach-Zehnder-Interferometer als end-on-Schmieraufnahmen hergestellt. Als Lichtquelle diente eine gepulste Quecksilberdampf-Hochdrucklampe.

Der Strahlengang bildete die Sonde sowie die Interferenzstreifen auf einen Spalt ab, dessen Bild mit einem Drehspiegel über einen Film bewegt wurde.

Eine Blende am Bildort der Lichtquelle blendete das Plasmaleuchten und das starke Licht der Sondendämpfe zum grossen Teil aus. (Abb. 3).

Die Aufnahme der Interferogramme setzt unter der Annahme von Zylindersymmetrie des Plasmas streng paralleles Licht im Entladungsgefäß voraus. Wegen der kleinen Ausdehnung der Lichtquelle ist diese Bedingung mit guter Näherung erfüllt. Aus der Brennweite  $f$  der Linse zwischen Interferometer und Blende und aus der Blendenöffnung  $b$  ergibt sich der Winkel eines Lichtbündels im Entladungsgefäß:

$$(4) \quad \alpha = \frac{b}{f}$$

Da man die Spulenmitte auf den Spalt abbildet, werden die von der Spulenmittelebene entfernten Punkte unscharf abgebildet. Für den etwa 15 cm von der Spulenmittelebene entfernten Rand des Plasmas beträgt die Unschärfe:

$$(5) \quad \Delta r = \pm 150 \cdot \frac{\alpha}{2} = 0,5 \text{ mm}$$

Man kann also die Voraussetzung der Parallelität des Lichtstrahls als erfüllt betrachten.

## 4. Spektrale Messungen

Gleichzeitig mit Interferometer- und Sondenmessungen wurde mit einem Monochromator und Photomultipliern das von den Sondendämpfen ausgestrahlte Licht registriert (Abb. 4).

Der Ort, der auf den Monochromator-Eintrittsspalt abgebildet wurde, konnte in gewissen Grenzen variiert werden ( $\pm 3$  mm). Dadurch war es möglich, Spektrallinien des Sondenmaterials auch in einiger Entfernung von der Sonde zu beobachten.



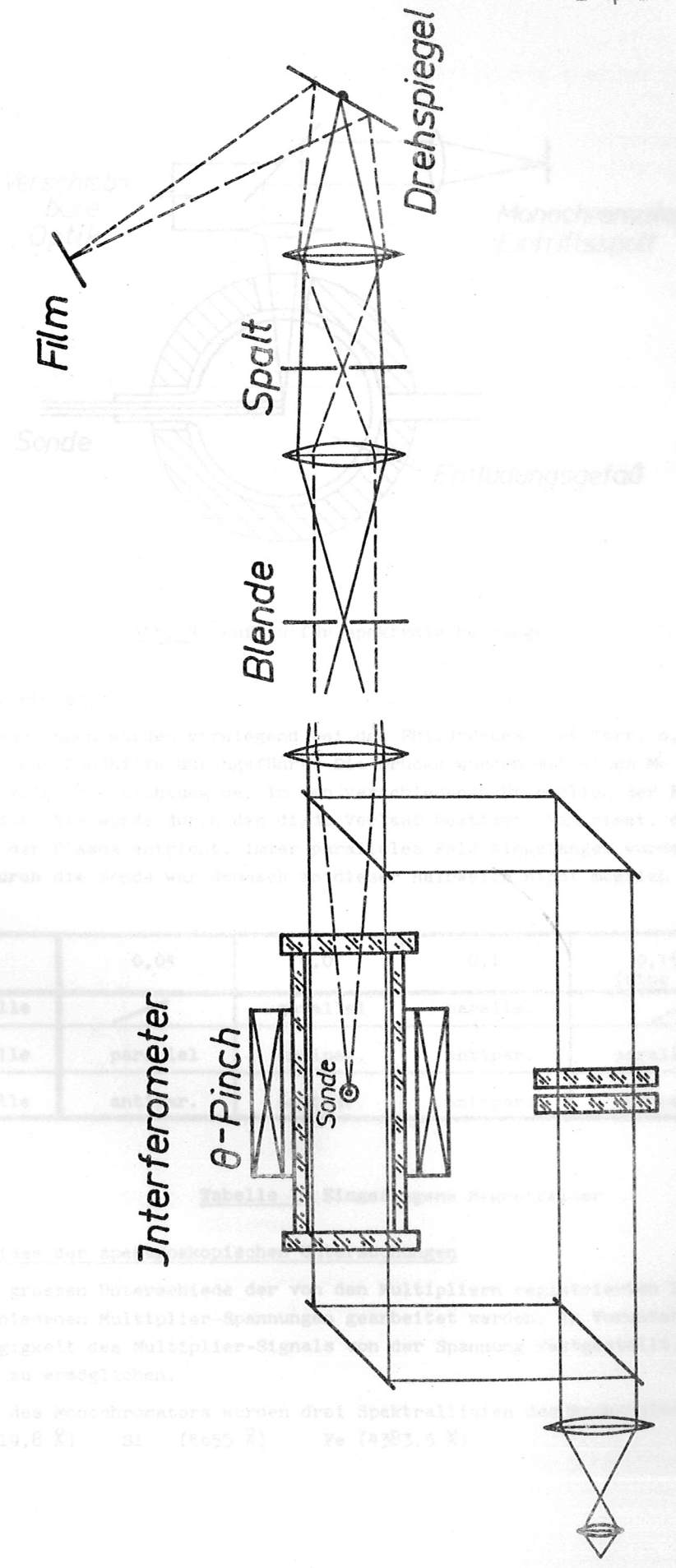


Abb. 3 Strahlengang zur Aufnahme der Interferogramme

Fülldruck	0,04
1. Halbwelle	
2. Halbwelle	
3. Halbwelle	

wegen der großen Unterschiedlichkeit der von den Multipliern registrierten Strahlung als verschiedenen Multiplier-Spannung eingestellt werden. Die Abhängigkeit des Multiplier-Signals von der Spannung wird im Vergleich zu erschließen.

Mit Hilfe des Monochromators wurden drei Spektrallinien des

$\text{C II}$  (4267,8 Å)     $\text{Si}$  (4130,5 Å)     $\text{Fe}$  (4383,3 Å)

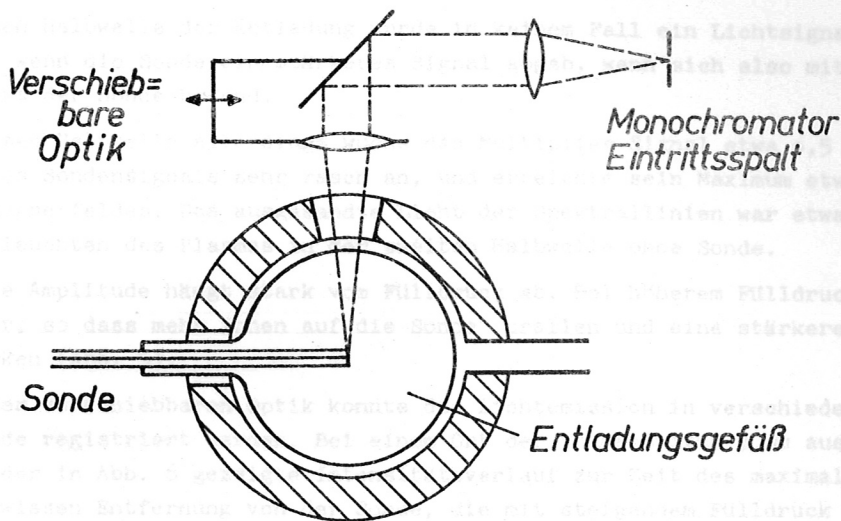


Abb. 4 Aufbau für spektrale Messungen

C. Messergebnisse

Die Untersuchungen wurden vorwiegend bei den Fülldrücken 0,04 Torr, 0,07 Torr, 0,1 Torr und 0,15 Torr ohne Zündhilfe durchgeführt. Die Drücke wurden mit einem McLeod-Manometer gemessen. Tabelle 1 zeigt die Richtung der in den verschiedenen Halbwellen der Entladung eingefangenen Magnetfelder. Sie wurde durch den  $di/dt$  Verlauf bestimmt. Man sieht, dass in der ersten Halbwelle, in der Plasma entsteht, immer paralleles Feld eingefangen wurde. Ein Aufreißen des Plasmas durch die Sonde war demnach in dieser Halbwelle nicht möglich [3].

Fülldruck	0,04	0,07	0,1	0,15 (ohne Zündhilfe)
1. Halbwelle	/	parallel	parallel	/
2. Halbwelle	parallel	antipar.	antipar.	parallel
3. Halbwelle	antipar.	antipar.	antipar.	antipar.

Tabelle 1 Eingefangene Magnetfelder

I. Ergebnisse der spektroskopischen Untersuchungen

Wegen der grossen Unterschiede der von den Multipliern registrierten Lichtstärken musste mit verschiedenen Multiplier-Spannungen gearbeitet werden. In Voruntersuchungen wurde deshalb die Abhängigkeit des Multiplier-Signals von der Spannung festgestellt, um einen quantitativen Vergleich zu ermöglichen.

Mit Hilfe des Monochromators wurden drei Spektrallinien des Sondenmaterials untersucht.  
 O II (4319,8 Å)    Si (5055 Å)    Fe (4383,5 Å)



Die Messungen ergaben, dass die Intensitäten der drei Linien einander immer proportional verlaufen.

In der ersten Halbwelle der Entladung wurde in keinem Fall ein Lichtsignal registriert, auch dann nicht, wenn die Sonde ein stärkeres Signal abgab, wenn sich also mit Sicherheit dichtes Plasma am Ort der Sonde befand.

In der zweiten Halbwelle allerdings wuchs das Multiplier-Signal etwa 0,5 Mikrosekunden nach Auftreten des SONDENSIGNALS sehr rasch an, und erreichte sein Maximum etwa zum Zeitpunkt des maximalen Magnetfeldes. Das ausgesandte Licht der Spektrallinien war etwa 1000 mal so stark wie das Aufleuchten des Plasmas in der zweiten Halbwelle ohne Sonde.

Die maximale Amplitude hängt stark vom Fülldruck ab. Bei höherem Fülldruck ist die Teilchendichte höher, so dass mehr Ionen auf die Sonde prallen und eine stärkere Aufheizung der Sonde bewirken (Abb. 5).

Mit Hilfe der verschiebbaren Optik konnte die Lichtemission in verschiedenen Entfernungen von der Sonde registriert werden. Bei einem Ort der Sondenspitze 3 mm ausserhalb der Gefässachse ergab sich der in Abb. 6 gezeigte Intensitätsverlauf zur Zeit des maximalen Magnetfeldes. Bis zu einer gewissen Entfernung von der Sonde, die mit steigendem Fülldruck anwächst, bleibt die Leuchtdichte konstant und fällt dann exponentiell ab.

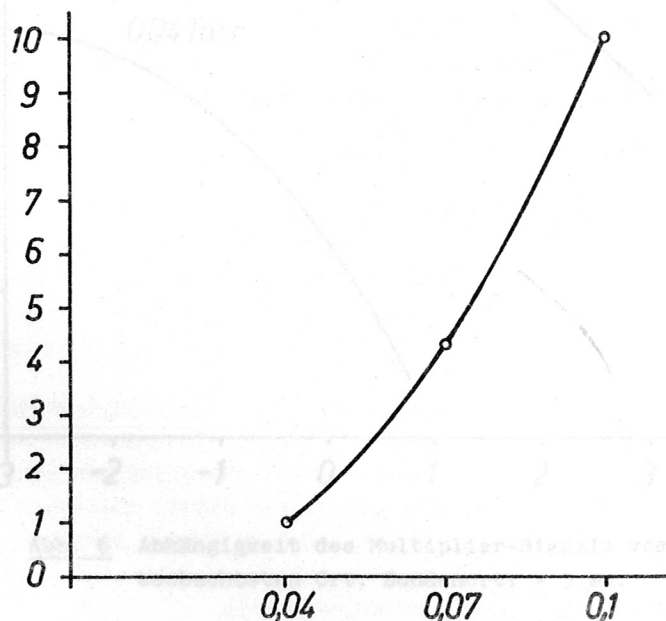


Abb. 5 Abhängigkeit des Multiplier-Signals vom Fülldruck

Da das beim Aufbau der Sonde verwendete Glas wegen seiner geringen Wärmeleitfähigkeit stärker verdampft als das Metall der Elektroden, wächst allmählich die Fläche der Elektroden und verfälscht so die SONDENMESSUNG. Deshalb muss die Stirnfläche der Sonde immer nach etwa 20 - 30 Schüssen abgeschliffen werden. Dazu muss das Entladungsgefäss geöffnet werden.

Hierbei hat es sich sehr gut bewährt, das Gefäss nicht mit Luft, sondern mit schwach durchströmendem Wasserstoff zu füllen. Dadurch konnte auch bei häufiger Öffnung des Gefässes eine Verschmutzung der wertvollen für interferometrische Aufnahmen geschliffenen Endplatten durch Reinigungsschüsse vermieden werden.

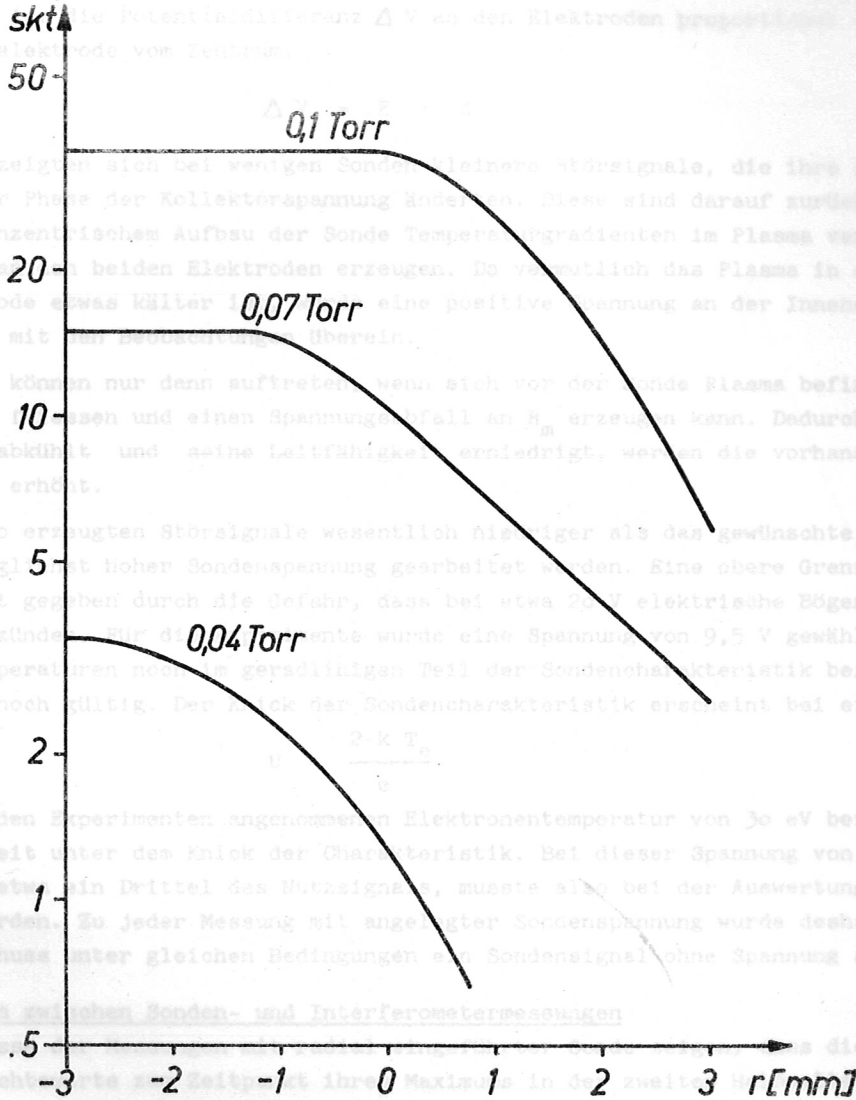


Abb. 6 Abhängigkeit des Multiplier-Signals vom beobachteten Ort. Sondenort: - 3 mm.

2. Vergleich zwischen Sonden- und Interferometermessungen

Die Ergebnisse der Sondenmessungen zeigen, dass die mit den Sonden erhaltenen Dichtewerte ihre Maxima in der zweiten Halbwelle der Entladung um den Faktor 1 - 3 niedriger liegen als die durch Interferogramme erhaltenen. Außerdem trat das Sonden-signal etwa ein Drittel des Nutzsignals, musste also bei der Auswertung noch berücksichtigt werden. Zu jeder Messung mit angelegter Sonden-spannung wurde deshalb mit einem weiteren Schuss unter gleichen Bedingungen ein Sonden-signal ohne Spannung aufgenommen.

II. Ergebnisse der Sondenmessungen

1. Stör-signale

Bei den Sondenmessungen treten einige Probleme auf. Es zeigte sich, dass auch dann, wenn keine Spannung an der Sonde anliegt, ein erheblicher Sondenstrom fließt. Dieser Strom rührt von Potentialdifferenzen her, die durch das Plasma zwischen den Sondenelektroden erzeugt werden. Da sich bei den meisten Sonden die Polarität dieses Stromes in den verschiedenen Halbwellen der Entladung nach der jeweiligen Polarität der Kollektorspannung richtete und sich bei einer Drehung der Sonde um  $180^\circ$  umkehrte, ist mit Sicherheit anzunehmen, dass es sich hierbei um den Einfluss elektrischer Felder im Plasma handelt. Die Sonde kann aus technischen Gründen nicht



vollkommen symmetrisch hergestellt werden. Aufgrund dieser Asymmetrie sind elektrische Felder im Plasma in der Lage, verschiedene Potentiale an den beiden Elektroden der Sonde zu erzeugen. Nimmt man vereinfacht ausserhalb der Debyeschicht ein homogenes elektrisches Feld an, so ist die Potentialdifferenz  $\Delta V$  an den Elektroden proportional der Abweichung  $d$  der Innenelektrode vom Zentrum.

$$(6) \quad \Delta V = E \cdot d$$

Vereinzelt zeigten sich bei wenigen Sonden kleinere Störsignale, die ihre Polarität nicht mehr mit der Phase der Kollektorspannung änderten. Diese sind darauf zurückzuführen, dass auch bei konzentrischem Aufbau der Sonde Temperaturgradienten im Plasma verschiedene Floatingpotentiale an den beiden Elektroden erzeugen. Da vermutlich das Plasma in der Umgebung der Innenelektrode etwas kälter ist, würde eine positive Spannung an der Innenelektrode erzeugt. Dies stimmt mit den Beobachtungen überein.

Störsignale können nur dann auftreten, wenn sich vor der Sonde Plasma befindet, da dann ein Sondenstrom fließen und einen Spannungsabfall an  $R_m$  erzeugen kann. Dadurch, dass die Sonde das Plasma abkühlt und seine Leitfähigkeit erniedrigt, werden die vorhandenen elektrischen Felder noch erhöht.

Damit die so erzeugten Störsignale wesentlich niedriger als das gewünschte Nutzsignal sind, muss mit möglichst hoher Sondenspannung gearbeitet werden. Eine obere Grenze für die Sondenspannung ist gegeben durch die Gefahr, dass bei etwa 20 V elektrische Bögen zwischen den Elektroden zünden. Für die Experimente wurde eine Spannung von 9,5 V gewählt. Da man sich bei höheren Temperaturen noch im geradlinigen Teil der Sondencharakteristik befindet, ist die Formel (2) noch gültig. Der Knick der Sondencharakteristik erscheint bei einer Spannung

$$(7) \quad U = \frac{2 k T_e}{e}$$

Bei der in den Experimenten angenommenen Elektronentemperatur von 30 eV befindet man sich also noch weit unter dem Knick der Charakteristik. Bei dieser Spannung von 9,5 V betrug das Störsignal etwa ein Drittel des Nutzsignals, musste also bei der Auswertung noch berücksichtigt werden. Zu jeder Messung mit angelegter Sondenspannung wurde deshalb mit einem weiteren Schuss unter gleichen Bedingungen ein Sonden-signal ohne Spannung aufgenommen.

## 2. Vergleich zwischen Sonden- und Interferometermessungen

Die Ergebnisse der Messungen mit radial eingeführter Sonde zeigen, dass die mit den Sonden erhaltenen Dichtewerte zum Zeitpunkt ihres Maximums in der zweiten Halbwelle der Entladung um den Faktor 1 - 3 niedriger liegen als die durch Interferogramme erhaltenen. Ausserdem trat das Sonden-signal meistens gegenüber dem Interferometersignal um etwa 0,5 Mikrosekunden verzögert auf. Häufig zeigte sich auch, dass Plasma schon in der ersten Halbwelle durch das Interferometer sowie durch den zeitlichen Verlauf des Spulenstroms ( $di/dt$ ) nachgewiesen werden konnte, während ein Sonden-signal erst in der zweiten Halbwelle erschien. Ein grösserer Fehler in der zeitlichen Zuordnung, den man zunächst annehmen könnte, ist nicht möglich, da der  $di/dt$ -Verlauf auf dem gleichen Oszillogramm wie das Sonden-signal aufgenommen wurde. Die zeitliche Zuordnung zwischen Interferogrammen und Oszillogrammen geschah dadurch, dass der Beginn der auf dem  $di/dt$ -Verlauf sichtbaren Abweichungen von der Sinusform mit dem Anfang einer auf dem Interferogramm deutlich sichtbaren Kontraktionswelle zusammengelegt wurde. Einen zweiten Zuordnungspunkt ergibt der Anfang des Oszillographenstrahls, der durch  $di/dt$  getriggert wurde, und das Aufleuchten der Quecksilberdampf-lampe, die gleichzeitig mit der Triggerung des Theta-Pinches gepulst wurde. Zwischen Pulsung und Aufleuchten der Lampe besteht keine merkliche Zeitverzögerung. Bei diesem Zuordnungspunkt wurde eine angenommene Laufzeit von 100 nsec in

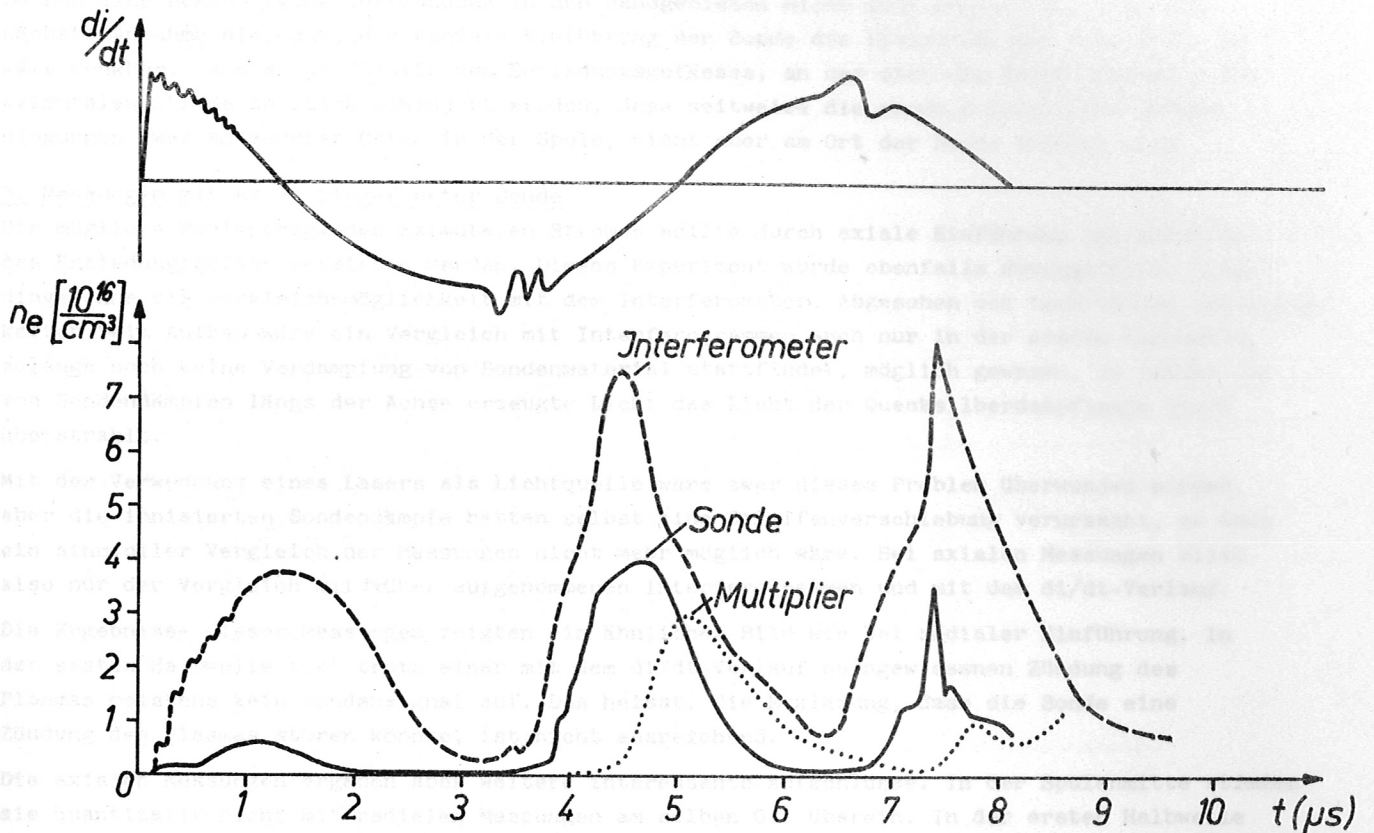


Abb. 7 Vergleich zwischen Interferometer- und Sondensignal  
Zum Zeitvergleich ist der  $di/dt$ -Verlauf eingezeichnet.

den Triggerkabeln und Funkenstrecken des Pinches berücksichtigt. Der Zuordnungsfehler dürfte  $\pm 0,1$  Mikrosekunden nicht überschreiten.

Die beobachtete Diskrepanz zwischen Sondensignal und Interferometersignal führte zunächst zu der Annahme, dass sich am Spulenanfang Plasma befindet, nicht aber in der Spulenmitte. Das Interferometer misst die Liniendichte längs der Achse, die Streifenverschiebung  $z$  beträgt [2]

$$(8) \quad z = \frac{1}{\lambda_0} \int \Delta n(l) dl = \frac{10^{-16}}{41,3} \cdot \int n_e(l) dl$$

$\lambda_0$  = Wellenlänge des Lichtes,  $n$  = Brechungsindex,  $n_e$  = Elektronendichte.

Es entsteht also auch eine Streifenverschiebung, wenn sich am Spulenanfang Plasma befindet, in der Spulenmitte aber nicht.

Da die Entladung ohne Vorionisation, nur mit einer Zündhilfe durch Kabelschwingungen zwischen Spule und Ringelektroden um das Entladungsgefäß betrieben wurde, könnte dies eine Folge der Zündhilfe sein. Die Kabelentladung erzeugt nur am Rand der Spule eine nennenswerte Ladungsträgerdichte, denn die Spule schirmt den Innenbereich des Entladungsgefäßes gegen äussere Feldstärken ab.

Um diesen Effekt auszuschalten, wurden bei erhöhtem Druck von 0,15 Torr Versuche ohne Zündhilfe unternommen. Es ergab sich jedoch wieder der selbe Effekt: Das Interferometer sowie die  $di/dt$ -Messungen zeigen eine Zündung schon in der zweiten Halbwelle, die Sonde jedoch erst in der dritten Halbwelle.



Da nun eine Begünstigung der Zündung in den Randgebieten nicht mehr gegeben war, war die nächste Annahme die, dass die radiale Einführung der Sonde die Plasmaszündung behindert. Es wäre denkbar, dass an der Stelle des Entladungsgefäßes, an der sich die Sonde befindet, die azimutalen Ströme so stark behindert werden, dass zeitweise die ohnehin kritischen Zündbedingungen zwar an anderen Orten in der Spule, nicht aber am Ort der Sonde erfüllt sind.

### 3. Messungen mit axial eingeführter Sonde

Die mögliche Behinderung des azimutalen Stromes sollte durch axiale Einführung der Sonde in das Entladungsgefäß vermieden werden. Dieses Experiment wurde ebenfalls durchgeführt, allerdings ohne die Vergleichsmöglichkeit mit dem Interferometer. Abgesehen von technischen Schwierigkeiten beim Aufbau wäre ein Vergleich mit Interferogrammen auch nur in der ersten Halbwelle, solange noch keine Verdampfung von Sondematerial stattfindet, möglich gewesen, da später das von Sondendämpfen längs der Achse erzeugte Licht das Licht der Quecksilberdampfampe stark überstrahlt.

Mit der Verwendung eines Lasers als Lichtquelle wäre zwar dieses Problem überwunden worden, aber die ionisierten Sondendämpfe hätten selbst eine Streifenverschiebung verursacht, so dass ein sinnvoller Vergleich der Messungen nicht mehr möglich wäre. Bei axialen Messungen blieb also nur der Vergleich mit früher aufgenommenen Interferogrammen und mit dem  $di/dt$ -Verlauf.

Die Ergebnisse dieser Messungen zeigten ein ähnliches Bild wie bei radialer Einführung. In der ersten Halbwelle trat trotz einer mit dem  $di/dt$ -Verlauf nachgewiesenen Zündung des Plasmas meistens kein Sondensignal auf. Das heisst, die Erklärung, dass die Sonde eine Zündung des Plasmas stören könnte, ist nicht ausreichend.

Die axialen Messungen ergaben aber weitere interessante Aufschlüsse. In der Spulenmitte stimmen sie quantitativ nicht mit radialen Messungen am selben Ort überein. In der ersten Halbwelle sind sie durchwegs niedriger, soweit überhaupt ein Sondensignal auftritt. In der zweiten Halbwelle sind sie noch etwa um den Faktor 2 kleiner, erst in der dritten Halbwelle erreichen sie etwa denselben Wert wie bei radial eingeführter Sonde. Qualitativ zeigen axiale Messungen sehr viel stärkere Schwankungen des Signals.

### 4. Auswertung von Zeitschnitten

#### a) Räumliche Verteilung des Plasmas

Es wurden mehrere Zeitschnitte angefertigt, die über die räumliche Verteilung des Plasmas im Entladungsgefäß zu verschiedenen Zeiten Aufschluss geben sollten.

Ein Querschnitt durch die Spulenmittelebene, der mit radial eingeführter Sonde bei 0,1 Torr aufgenommen wurde, zeigt in der ersten Halbwelle mit eingefangenen parallelem Feld eine scheinbare Hohlstruktur des Plasmas. Über die ganze Halbwelle hinweg ist die Plasmadichte in der Gefässachse etwa halb so gross wie 3 mm von der Gefässachse entfernt. Diese Hohlstruktur ist qualitativ auch in Interferogrammen sichtbar. Zeitschnitte in der zweiten Halbwelle bei antiparallelem eingefangenen Feld zeigen ein normales Verhalten des Plasmas; zunächst ist eine Hohlstruktur erkennbar, die mit dem Felddurchbruch verschwindet (Abb. 8).

Schnitte durch das Entladungsrohr längs der Achse zeigen eine besonders merkwürdige scheinbare Plasmakonfiguration. Sie zeigen bei allen untersuchten Drücken, dass Plasma scheinbar zuerst am Spulenrand erzeugt wird und erst im späteren Verlauf der Halbwelle, manchmal auch erst in der nächsten Halbwelle, auch in der Spulenmitte. Eine einlaufende Welle der Teilchendichte ist aber nicht zu erkennen. Die Messungen stimmen zwar mit der Beobachtung einer zu niedrigen Plasmadichte im Spuleninneren, trotz eines starken Interferometersignals überein, es ist allerdings nicht verständlich, weshalb in manchen Halbwellen nur am Spulenrand Plasma ent-

Abb. 8 Querschnitte durch das Entladungsrohr zu verschiedenen Zeiten. Zum Zeitvergleich ist der  $di/dt$ -Verlauf eingezeichnet. Abszisse: Achsenabstand in mm, Ordinate: Dichte in  $10^{16}/\text{cm}^3$

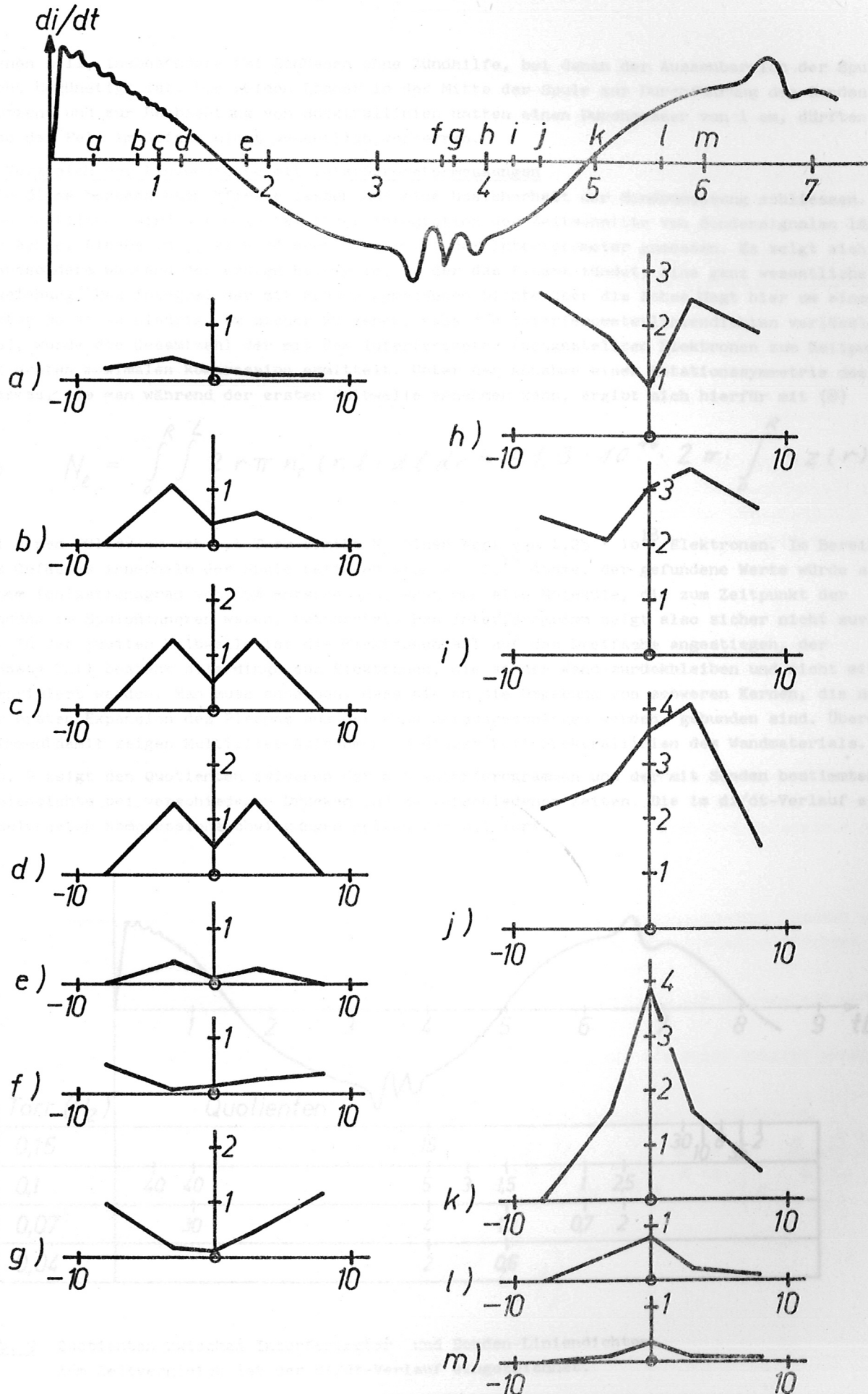


Abb. 8 Querschnitte durch das Entladungsröhr zu verschiedenen Zeiten. Zum Zeitvergleich ist der  $di/dt$ -Verlauf eingezeichnet. Abszisse: Achsenabstand in mm, Ordinate: Dichte in  $10^{16}/\text{cm}^3$

stehen soll, insbesondere bei Schüssen ohne Zündhilfe, bei denen der Aussenbereich der Spule nicht begünstigt ist. Die beiden Löcher in der Mitte der Spule zur Durchführung des Sondensatzens und zur Beobachtung von Spektrallinien hatten einen Durchmesser von 1 cm, dürften also das Feld im Gefäss nicht wesentlich verzerren.

b) Vergleich der Liniendichte mit Interferometermessungen

Alle diese beobachteten Effekte lassen auf eine Unsicherheit der Sondenmessung schliessen. Noch deutlicher wird das Bild bei einer Integration der Zeitschnitte von Sondersignalen längs der Achse. Dieses Integral wird auch direkt mit dem Interferometer gemessen. Es zeigt sich insbesondere während der ersten Halbwelle, in der das Plasma zündet, eine ganz wesentliche Abweichung. Das Integral der mit Sonden gemessenen Dichte über die Achse liegt hier um einen Faktor 30-40 zu niedrig. Um sicher zu gehen, dass die Interferometerliniendichten verlässlich sind, wurde die Gesamtzahl der mit dem Interferometer festgestellten Elektronen zum Zeitpunkt der ersten maximalen Kompression ermittelt. Unter der Annahme einer Rotationssymmetrie des Plasmas, die man während der ersten Halbwelle annehmen kann, ergibt sich hierfür mit (8)

$$(9) \quad N_e = \int_0^R \int_0^L 2 r \pi n_e(r, l) dl dr = 41,3 \cdot 10^{16} \cdot 2 \pi \cdot \int_0^R r \cdot z(r) dr$$

Bei einem Fülldruck von 0,1 Torr ergibt  $N_e$  einen Wert von  $1,25 \cdot 10^{18}$  Elektronen. Im Bereich des Gefässes innerhalb der Spule befinden sich  $2 \cdot 10^{18}$  Atome, der gefundene Wert würde also einem Ionisationsgrad von 65% entsprechen, wenn man alle Moleküle, die zum Zeitpunkt der Zündung im Spuleninneren waren, betrachtet. Das Interferogramm zeigt also sicher nicht zuviel an. In der zweiten Halbwelle ist die Elektronenzahl auf das Dreifache angestiegen, der grösste Teil besteht allerdings aus Elektronen, die an der Wand zurückbleiben und nicht mit komprimiert werden. Man muss annehmen, dass sie an die Umgebung von schweren Kernen, die nach der ersten Expansion des Plasmas aus der Wand herausgeschlagen werden, gebunden sind. Übereinstimmend damit zeigen Multiplier-Aufnahmen zu dieser Zeit Spektrallinien des Wandmaterials.

Abb. 9 zeigt den Quotienten zwischen der mit Interferogrammen und der mit Sonden bestimmten Liniendichte bei verschiedenen Drücken und zu verschiedenen Zeiten. Die im di/dt-Verlauf eingezeichneten Kompressionsschwingungen gelten für 0,1 Torr.

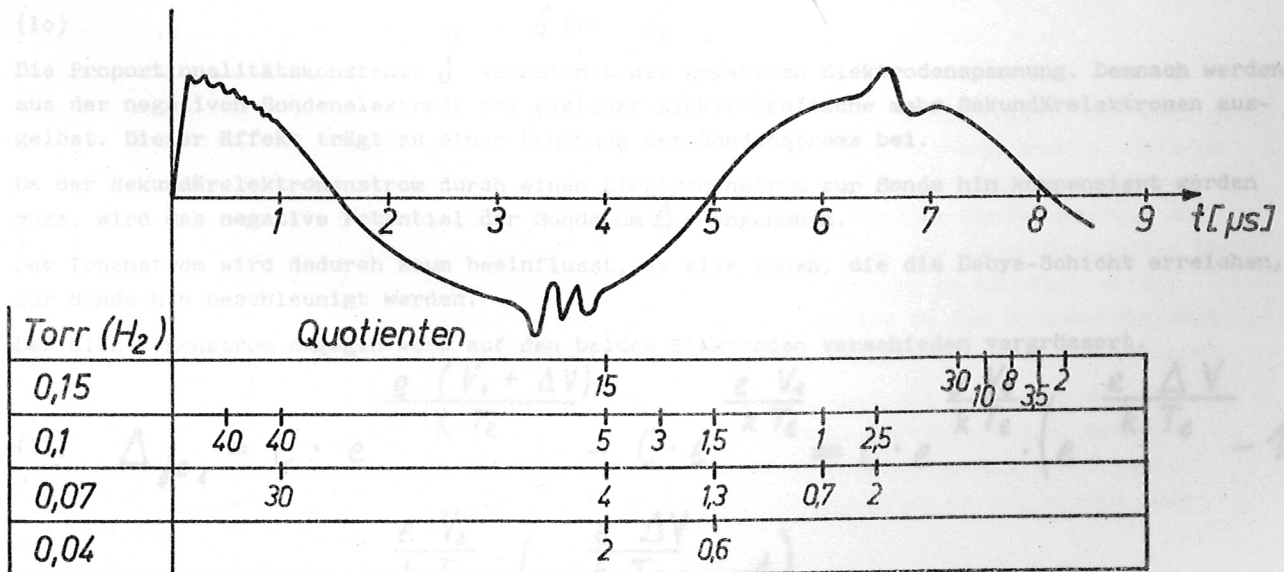


Abb. 9 Quotienten zwischen Interferometer- und Sonden-Liniendichten. Zum Zeitvergleich ist der di/dt-Verlauf eingezeichnet.



Man sieht deutlich einen Trend im Verlauf der Quotienten. Sie sind zu allen Zeiten umso kleiner, je niedriger der Fülldruck ist, und sie werden bei allen Fülldrücken mit zunehmender Zeit innerhalb einer Halbwelle kleiner. Ebenso werden sie mit späteren Halbwellen, in denen Zündung erfolgt, kleiner.

Die mit Interferometer und mit Sonden ermittelten Liniendichten stimmen also deutlich nicht überein. Da die Richtigkeit der mit Interferogrammen erhaltenen Liniendichten nicht anzweifelbar ist, bleiben nur zwei Möglichkeiten:

Entweder misst die Sonde falsch, oder sie stört durch ihre Anwesenheit das Plasma, so dass am Ort der Sonde andere Verhältnisse als im übrigen Raum des Entladungsgefäßes bestehen.

#### D. Diskussion der Fehlmessung der Sonde

##### I. Mögliche Fehlerquellen bei Sondenmessungen

###### 1. Verschmutzung der Elektroden

Eine Beschichtung der Sondenstirnfläche mit nicht leitendem Material würde stark erniedrigte Sondersignale erzeugen. In dem verwendeten heissen Plasma ist eine solche Beschichtung allerdings kaum möglich. Insbesondere treten die beobachteten Abweichungen der Sondersignale auch bei neuen und neu abgeschliffenen Sonden auf, bei denen eine nicht leitende Oberflächenschicht sowieso ausgeschlossen ist.

###### 2. Einfluss starker Magnetfelder

Die Sonden messen bei Anwesenheit starker Magnetfelder falsch, wenn die Debye-Länge in die Grössenordnung des Ionen-Gyroradius kommt [1]. Beim maximalen Feld von  $40 \text{ kG}$  und einer Dichte von  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  beträgt das Verhältnis von Ionen-Gyroradius zu Debye-Länge 340, ist also völlig unkritisch. Das Verhältnis von Elektronen-Gyroradius zu Debye-Länge beträgt 8 und ist damit auch noch unkritisch.

###### 3. Sekundäremission der Sonde

Da die Elektroden der Sonde negativ gegenüber dem Plasma sind, können aufprallende Ionen Sekundärelektronen aus dem Metall heraus schlagen, während Elektronen in der Regel zu energiearm sind, nachdem sie das Wandpotential durchlaufen haben. Der Sekundärelektronenstrom  $j_s$  ist proportional dem Ionenstrom.

$$(10) \quad j_s = \delta(V) \cdot j_i$$

Die Proportionalitätskonstante  $\delta$  wächst mit der negativen Elektrodenspannung. Demnach werden aus der negativen Sonderelektrode bei gleicher Elektrodenfläche mehr Sekundärelektronen ausgelöst. Dieser Effekt trägt zu einer Erhöhung des Sondenstroms bei.

Da der Sekundärelektronenstrom durch einen Elektronenstrom zur Sonde hin kompensiert werden muss, wird das negative Potential der Sonde um  $\Delta V$  angehoben.

Der Ionenstrom wird dadurch kaum beeinflusst, da alle Ionen, die die Debye-Schicht erreichen, zur Sonde hin beschleunigt werden.

Der Elektronenstrom dagegen wird auf den beiden Elektroden verschieden vergrössert.

$$(11) \quad \Delta j_{e_1} = C \cdot e \frac{e(V_1 + \Delta V)}{k T_e} - C \cdot e \frac{e V_1}{k T_e} = C \cdot e \frac{e V_1}{k T_e} \cdot \left( e \frac{\Delta V}{k T_e} - 1 \right)$$

$$(12) \quad \Delta j_{e_2} = C \cdot e \frac{e V_2}{k T_e} \cdot \left( e \frac{\Delta V}{k T_e} - 1 \right)$$

$$(13) \frac{\Delta j_{e1}}{\Delta j_{e2}} = e \frac{e(V_1 - V_2)}{k T_e}$$

Für  $V_1 > V_2$  ist also  $j_{e1} > j_{e2}$ .

Der Elektroneneinstrom ist also demnach an der positiven Elektrode stärker erhöht als an der negativen. Dies bedeutet eine weitere Erhöhung des Sondenstroms. Raumladungspotentiale werden durch den Sekundärelektronenstrom bei niedrigen Sondenpotentialen unter einigen 100 V nicht erzeugt [5].

#### 4. Einfluss von rekombinierten Ionen

Eine weitere Störung der Sondenmessung könnten die Neutralgasatome sein, die beim Entladen der Ionen an der Sondenelektrode entstehen. Die Ionen erzeugen einen Sondenstrom, indem sie beim Aufprall auf die negative Elektrode aus dieser ein Elektron aufnehmen. Dazu sind sie in der Lage, da die Ionisierungsenergie von Wasserstoff mit 13,6 eV höher liegt als die Austrittsarbeit der Elektronen aus dem Metall.

Bei einem gemessenen Sondenstrom von 10-20 A entstehen etwa  $10^{14}$  Atome pro Mikrosekunde, die sich durch ihre thermische Geschwindigkeit wieder von der Sonde entfernen. Nimmt man eine Temperatur von 1 eV an, so beträgt die Geschwindigkeit etwa 1 cm/μs. In der unmittelbaren Umgebung der Elektrodenfläche besteht dann eine Neutralgasdichte von

$$(14) n_H = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{F \cdot v} \cdot 10^{14} = 8 \cdot 10^{16} \text{ [cm}^{-3}\text{]}$$

Die freie Weglänge beträgt dann grössenordnungsmässig 1 mm und ist damit sehr viel grösser als die Debye-Länge mit  $3 \cdot 10^{-5}$  cm, so dass die Neutralgasatome ungehindert ins Plasma zurückdiffundieren können, ohne den Sondenstrom durch Stösse zu beeinflussen. Insbesondere kann eine derartige Beeinflussung in der ersten Halbwelle, wenn noch kein Sondenstrom fliesst, nicht bestehen.

#### 5. Einfluss der Sondenverdampfung

Eine starke Verdampfung des Sondenmaterials bewirkt zweifellos eine Beeinflussung der Sondenmessung. Sie tritt allerdings, wie die Aufnahmen von Spektrallinien zeigen, frühestens in der zweiten Halbwelle auf. Da sie zusätzliche Atome erzeugt, dürfte sie die Ladungsträgerdichte und damit den Sondenstrom vergrössern. Vermutlich ist die Verkleinerung des Quotienten zwischen Interferometer- und Sondenliniendichten zu späteren Zeitpunkten nach einer Plasmazündung auf die Dichteerhöhung durch verdampftes Material zurückzuführen.

#### 6. Geringe Eindringtiefe des Magnetfeldes in das Sondenmaterial

Die wahrscheinlichste Ursache für die am Anfang viel zu niedrigen Sonden-signale ist wohl die Tatsache, dass sich in einem schnellen Theta-Pinch das Magnetfeld so rasch ändert, dass es nicht in der Lage ist, in die Sonde einzudringen. Die Eindringtiefe des Magnetfeldes betrug bei dem verwendeten, von diesem Gesichtspunkt aus nicht sehr günstigen Sondenmaterial nur etwa 0,1 mm, so dass die Feldlinien sich um die Sonde krümmten. Da der Ionen-Gyroradius bei einer Temperatur von 30 eV und einem Feld von einigen kG nur einige μm beträgt, werden die meisten Ionen, die auf die Sonde zuströmen, mit den Feldlinien an den Sondenelektroden vorbeigeführt, solange sich an der Stirnfläche der Sonde ein stärkeres Magnetfeld befindet.

Dieser Effekt ist bei axialer Einführung der Sonde noch wirksamer als bei radialer, da bei radialer Einführung das Magnetfeld parallel zur Stirnfläche verläuft und am Ort der Elektroden schwächer gekrümmt ist (Abb. 10). Deshalb sind vermutlich auch die mit radial eingeführter Sonde aufgenommenen Signale in der zweiten und besonders in der ersten Halbwelle wesentlich grösser.

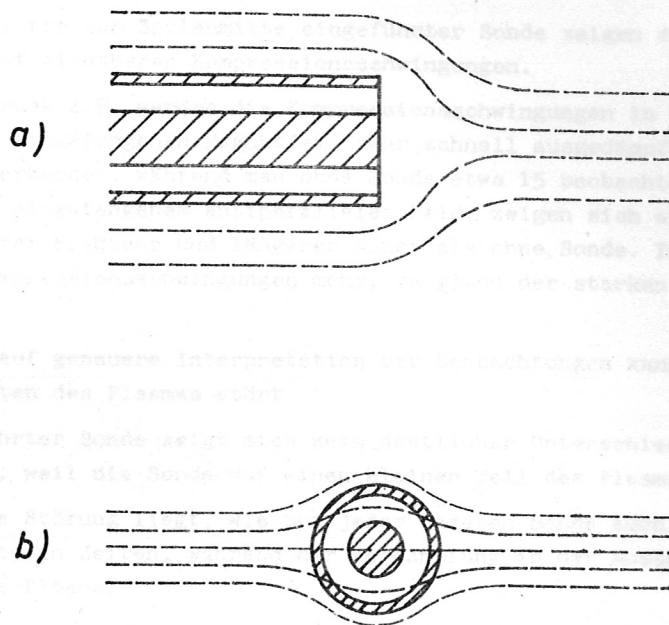


Abb. 10 Krümmung der magnetischen Feldlinien um die Sondenspitze bei  
a) axialer und b) radialer Einführung der Sonde.

Um den Effekt der Feldlinienkrümmung um die Sonde zu verkleinern, müsste man die Sondenspitze aus einem nicht magnetisierbaren Material mit hohem spezifischen Widerstand herstellen. Die Eindringtiefe des Magnetfeldes in die Sonde muss grösser sein als die Abmessungen des Sondenkopfes, damit man die Feldlinienkrümmung vernachlässigen kann.

Aus dieser Bedingung ergibt sich der notwendige spezifische Widerstand  $\sigma$  aus (15)

$$(15) \quad d = \sqrt{\frac{2}{\sigma \cdot \mu \cdot \omega}}$$

Für eine schnelle Entladung von 200 kHz ergäbe sich dann bei 2 mm Sondendurchmesser:

$$(16) \quad 2 \cdot 10^{-3} \leq \sqrt{\frac{2}{\sigma \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 2\pi \cdot 2 \cdot 10^5}} \quad [m]$$

$$(17) \quad \sigma \leq 3,1 \cdot 10^6 \quad [S/m]; \quad \rho \geq 0,3 \quad [\Omega \cdot \frac{mm^2}{m}]$$

Allerdings dürfte nur die Sondenspitze aus diesem schlecht leitenden Material bestehen. Der Widerstand der Sonde soll kleiner als der äquivalente Plasmawiderstand  $R_0$  sein, da sonst die Messfehler zu gross werden. Das heisst, bei einer Fläche der negativen Elektrode von  $0,2 \text{ mm}^2$  soll der Gesamtwiderstand der Sonde  $0,2 \Omega$  nicht überschreiten.



## II. Störung des Plasmas durch die Sonde

Wie der  $di/dt$ -Verlauf zeigt, beeinflusst die Anwesenheit der Sonde das Plasma.

Besonders bei axial bis zur Spulenmitte eingeführter Sonde zeigen sich starke Abweichungen der im  $di/dt$ -Verlauf sichtbaren Kompressionsschwingungen.

Bei 0,1 Torr Fülldruck z.B. werden die Kompressionsschwingungen in der ersten Halbwelle bei schwachem parallel eingefangenen Magnetfeld sehr schnell ausgedämpft. Man kann nur noch etwa drei Schwingungen erkennen, während man ohne Sonde etwa 15 beobachtet. In der zweiten Halbwelle dagegen, bei eingefangenen antiparallelen Feld, zeigen sich ausgeprägte Schwingungen von etwas niedrigerer Frequenz und längerer Dauer als ohne Sonde. In der dritten Halbwelle entstehen keine Kompressionsschwingungen mehr, aufgrund der starken Verunreinigung durch Sondenmaterial.

Auch bei Verzicht auf genauere Interpretation der Beobachtungen kann man sagen, dass die Sonde das normale Verhalten des Plasmas stört.

Bei radial eingeführter Sonde zeigt sich kein deutlicher Unterschied gegenüber dem  $di/dt$ -Verlauf ohne Sonde, weil die Sonde nur einen kleinen Teil des Plasmas stört.

Der Grund für diese Störung liegt, wie bei jeder anderen Sonde auch, in der Abkühlung des Plasmas und zu späteren Zeiten, während der Verdampfung, in der Aussendung schwerer Atome des Sondenmaterials ins Plasma.

## Anhang

### A. Messungen mit dem Mikrowellenübertrager

#### I. Zeitauflösung

Die Zeitauflösung des Übertragers ist sehr gut. Sie wurde gemessen, indem auf die Modulationsdiode mit einem Quecksilberschalter ein Stufenimpuls gegeben wurde. Das Modulationssignal und das demodulierte Signal wurden einem Oszillographen zugeführt. Die Messung der Anstiegszeit war durch die Geschwindigkeit des Oszillographen beschränkt. Bei einem Modulationsimpuls von 15 nsec Anstiegszeit konnte keine Verlängerung der Anstiegszeit am demodulierten Impuls festgestellt werden, d.h., die zeitliche Auflösung des Übertragers liegt weit unter 15 nsec, vorausgesetzt, dass der Sondenkreis sie nicht vergrößert.

Da bei hohen Plasmadichten  $R_0$  sehr klein wird, muss der Messwiderstand  $R_m$  ebenfalls sehr klein sein (etwa  $0,05 \Omega$ ). Deshalb musste auf einen extrem induktivitätsarmen Aufbau des Sondenkreises geachtet werden. Da der Wellenwiderstand der Sonde wesentlich grösser ist als  $R_0$  und  $R_m$ , wurde die Sonde ohne Kabel direkt in das Gehäuse, das den Messkreis aufnimmt, eingeführt, um ihre Induktivität niedrig zu halten. Der Messwiderstand  $R_m$  wurde als induktivitätsarmer Bandleiter ausgeführt. Dadurch konnten auch sehr schnelle Sonden-signale mit einer Anstiegszeit von weniger als 50 nsec registriert werden, obwohl die Sondenstromänderung in dieser Zeit einige Ampere betrug.

#### II. Kennlinie des Übertragers

##### 1. Aufnahme der Kennlinie

Vor den Messungen am Plasma muss der Übertrager geeicht werden, damit man die Demodulationsspannung in Abhängigkeit von der Modulationsspannung kennt. Zur Aufnahme dieser Kennlinie wurde eine veränderliche Spannung auf die Modulationsdiode und auf die horizontale Ablenkung, die demodulierte Spannung auf die vertikale Ablenkung eines Oszillographen gegeben. Mit der in

Abb. 11 gezeigten Schaltung konnte die Modulationsspannung in positiver und negativer Richtung, bevorzugt in positiver Richtung durchgeführt werden. Die Vorzugsrichtung ist notwendig, weil die Mikrowellendiode nur in Sperrichtung auf einige Volt ausgesteuert werden darf.

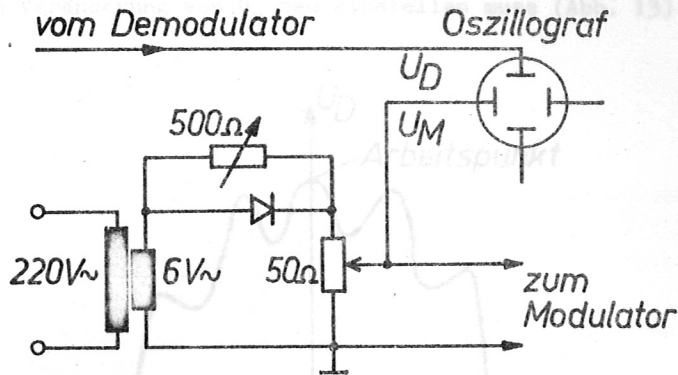


Abb. 11 Schaltung zur Aufnahme der Überträgerkennlinie

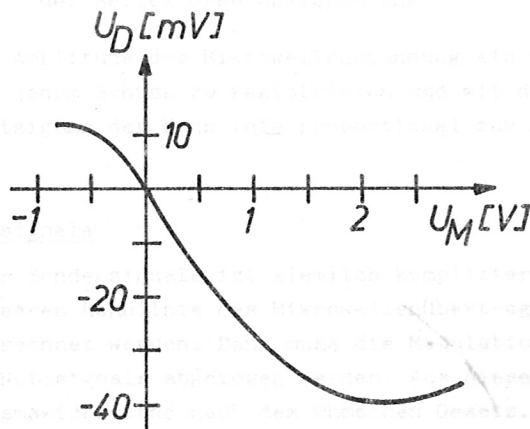


Abb. 12 Typische Kennlinie des Mikrowellenübertragers

## 2. Veränderung der Kennlinie

Ein Nachteil des Mikrowellenübertragers ist, dass die Kennlinie nicht nur von den speziellen Eigenschaften der Dioden, von der Einstellung der beiden variablen Hohlleiterabschlüsse und vom Antennenabstand, sondern auch ganz wesentlich von der Sendefrequenz des Klystrons abhängt. Da die variablen Abschlüsse hinter den Dioden nur für bestimmte Frequenzen die Mikrowelle geeignet reflektieren, erzeugt eine Frequenzverschiebung des Klystrons eine Veränderung der Kennliniensteigung, die direkt in die gemessene Spannung eingeht. Die Sendefrequenz ändert sich unter anderem stark mit der Temperatur. Diese Änderung kann durch Änderung der Reflektorspannung kompensiert werden. Der Arbeitspunkt des Klystrons muss deshalb unmittelbar vor jedem Experiment neu eingestellt werden.

Dazu wird ein eigener Oszillograph benötigt, dem horizontal die Reflektorspannung des Klystrons, vertikal das Signal der Demodulationsdiode zuzuführen ist. Hat man bei der Kennlinienaufnahme eine günstige Kennlinie eingestellt, so macht man die Modulationsspannung zu Null und überlagert der Reflektorspannung des Klystrons eine Wechselspannung  $\tilde{U}_R$ . Auf dem zweiten Oszillographen sieht man nun den Arbeitspunkt für  $\tilde{U}_R \rightarrow 0$ , den man vor jedem Schuss durch Veränderung von  $U_R$  neu einstellen muss (Abb. 13).

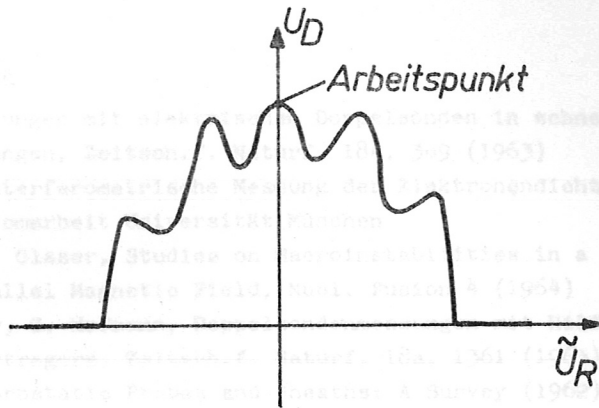


Abb. 13 Demodulationsspannung in Abhängigkeit von der Reflektorwechselspannung

Da gelegentlich auch die Amplitude der Mikrowellenspannung ein wenig schwankt, empfiehlt es sich, die Amplitude nach jedem Schuss zu registrieren und mit der bei Aufnahme der Kennlinie zu vergleichen, da die Steigung der Kennlinie proportional zur Amplitude ist.

#### B. Auswertung der Sondensignale

Die genaue Auswertung der Sondensignale ist ziemlich kompliziert. Zunächst müssen die Messwerte wegen der nichtlinearen Kennlinie des Mikrowellenübertragers punktweise auf die Modulationsspannung umgerechnet werden. Dann muss die Modulationsspannung des zugehörigen Störsignals von der des Nutzsignals abgezogen werden. Aus dieser Differenzspannung errechnet sich der äquivalente Plasmawiderstand nach dem Ohmschen Gesetz.

$$(18) \quad R_o = \frac{U_s}{U_m/R_m} - R_m$$

Mit Formel (3) berechnet sich daraus, unter Abschätzung der Elektronentemperatur, die Plasmadichte  $n_e$ . Als Elektronentemperatur wurden 30 eV angenommen; da sie nur mit der Wurzel eingeht, ist sie nicht sehr kritisch.

Da diese punktweise Umrechnung ziemlich zeitraubend ist, wurde ein Programm angefertigt, das diese Arbeit den Rechner übernehmen lässt. Mit Zusatzprogrammen wurden die berechneten Dichtekurven gezeichnet und Zeitschnitte durch mehrere Kurven gelegt.



Hiermit möchte ich allen danken, die mich bei dieser Arbeit unterstützten, insbesondere Herrn Professor Fünfer für die Aufnahme in seine Abteilung, die Stellung des Themas und die Gewährung der nötigen Mittel am Institut für Plasmaphysik in Garching, Herrn Dr. Hofmann für die Betreuung der Arbeit und viele förderliche Diskussionen.

#### Literaturverzeichnis

- 1 G. Hofmann, Messungen mit elektrischen Doppelsonden in schnellen stromstarken Stossentladungen, Zeitsch.f. Naturf. 18a, 309 (1963)
- 2 P. Igenbergs, Interferometrische Messung der Elektronendichte beim Theta-Pinch, Diplomarbeit Universität München
- 3 A. Eberhagen, H. Glaser, Studies on Macroinstabilities in a Theta-Pinch with Antiparallel Magnetic Field, Nucl. Fusion 4 (1964)
- 4 H. Hermansdorfer, G. Hofmann, Doppelsondenmessungen mit Hilfe eines Mikrowellenübertragers, Zeitsch.f. Naturf. 18a, 1361 (1963)
- 5 F.F. Chen, Electrostatic Probes and Sheaths: A Survey (1962)