

Stationärer Plasmaantrieb  
in einer Lauffunkenstrecke

L. Liebing

IPP 3/16

Dezember 1963

**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**

**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**

Stationärer Plasmaantrieb  
in einer Lauffunkenstrecke

L. Liebing

IPP 3/16

Dezember 1963

*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.*

# Inhalt

I.	Einleitung	1
II.	Theoretische Vorüberlegungen	
	1 Der ideale Kolben als Grenzfall unendlich guter elektrischer Leitfähigkeit	4
	2 Das Eindringen des magnetischen Feldes bei endlicher Leitfähigkeit	8
III.	Experimentelle Untersuchungen	
	1 Überlegungen zum Bau der Lauffunkenstrecke	14
	2 Beschreibung der Versuchsapparatur	14
	3 Das magnetische Feld der Lauffunkenstrecke und seine Antriebskraft	18
	4 Modellversuche mit einem "Kohleplasma"	27
	5 Messmethoden	29
	6 Vorversuche zur Ermittlung des günstigsten Arbeitsbereiches	32
	7 Standard-Versuchsbedingungen und Reproduzierbarkeit	41
	8 Stromschicht und Leuchtfront	43
	9 Neigung der Stromschicht	46
	10 Geschwindigkeit der Teilchen	52
	11 Der Gasdruck im strömenden Plasma	57
	12 Zusammenstellung der Messergebnisse	60
IV.	Theoretische Betrachtungen	
	1 Die Erhaltungssätze	61
	2 Betrachtungen über die Schräglage der Stromschicht	69
V.	Schlussbemerkung	74
VI.	Anhang	
	Abschätzung des Ersatzwiderstandes R	75

## I. Einleitung

Seit längerer Zeit ist eine Vielzahl von experimentellen Methoden zur Beschleunigung von Plasmen auf sehr hohe Geschwindigkeiten bekannt. Eine der Übersichtlichsten Anordnungen ist das häufig untersuchte Membran-Stosswellenrohr. In einer Hochdruckkammer befindet sich bei Drucken bis zu 100 Atmosphären das treibende Gas, das nach Zerstörung einer Trennmembran in die Niederdruckkammer ( $p \approx 1$  Torr) expandieren kann. Das ausströmende Treibgas wirkt dabei wie ein Kolben, der das "Niederdruckgas" in Form einer Stosswelle vor sich aufammelt. Die erreichbaren Geschwindigkeiten und damit auch die kinetischen Energien der einzelnen Gaspartikel sind relativ hoch, so dass die im Niederdruckbereich vorhandenen Gasatome ionisiert werden können. Der grosse Vorteil eines auf diese Weise erzeugten Plasmas liegt darin, dass es weitgehend homogen und frei von elektrischen Strömen ist. Man kann ausserdem seinen thermodynamischen Zustand einfach berechnen, so dass es sich sehr gut als Untersuchungsobjekt zur Bestimmung von Plasmaeigenschaften eignet. Allerdings sind die mit einer derartigen Anordnung erreichbaren Temperaturen durch technische Bedingungen auf etwa  $25\ 000\ ^\circ\text{K}$  begrenzt.

Höhere Stosswellengeschwindigkeiten und damit auch höhere Temperaturen kann man durch einen elektromagnetischen Antrieb erreichen. Erwähnt seien hier die T-Rohr-Experimente (1), bei denen das Entladungsplasma einer Niederdruckfunkenstrecke durch das magnetische Feld eines geeignet geführten Rückleiters stark beschleunigt wird, wobei Stosswellengeschwindigkeiten von mehr als  $10^7$  cm/sec erreicht wurden. Der Nachteil dieser und ähnlicher Anordnung besteht vor allem darin, dass das Plasma nur eine sehr kurze Zeit der beschleunigenden Lorentz-Kraft ausgesetzt ist und dann sich selbst überlassen bleibt. Die Geschwindigkeiten nehmen mit wachsendem Abstand von den Elektroden ab, man hat kein homogenes Plasma, und die Verhältnisse sind wenig übersichtlich. Die Reproduzierbarkeit ist ausserdem nur gering.

Die Verhältnisse könnten wesentlich günstiger sein, wenn man in Analogie zum Membranrohr hinter dem Plasma über längere Strecken ein treibendes konstantes Magnetfeld hätte, während das Plasma selbst magnetfeldfrei wäre. Notwendig hierzu ist, dass an der rückwärtigen Plasmaschicht ein starker Strom fließt, der das Magnetfeld erzeugt, wie es in Fig.1 skizziert ist. Die geometrische Anordnung der notwendigen Elektroden kann dabei sowohl coaxial als auch eben sein. Versuche mit coaxialen Elektroden wurden von C.Keck (2) durchgeführt und theoretisch von F.J.Fishman und H.Petschek (3) behandelt. Eine planparallele Anordnung benutzten L.Y.Cooper (4) und eine Gruppe des dänischen Forschungszentrums Risø (5). T.F.Morse (6) beschäftigte sich in einer theoretischen Arbeit mit diesem Problem.

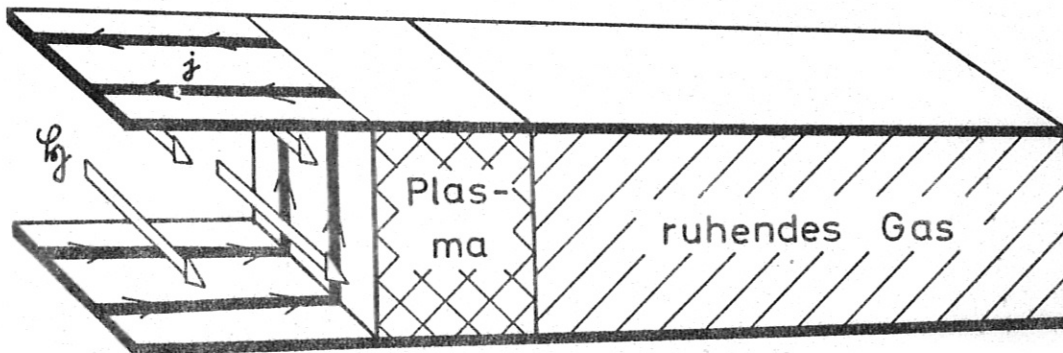


Fig.1 Idealisierter magnetischer Antrieb in einer planparallelen Elektrodenanordnung

Alle diese Autoren benutzten stets ein Modell, bei dem das magnetische Feld wie ein völlig idealer Kolben wirkt. Dieser naheliegende Gedanke ist deswegen so bestechend, weil die Verhältnisse dann sehr übersichtlich werden und sich an die des Membranrohres anschließen. Es setzt allerdings eine so gute elektrische Leitfähigkeit des Plasmas voraus, dass in dem zu betrachtenden Zeitintervall das Magnetfeld nicht in das Plasma eindiffundieren kann. (Der Grenzfall wäre die

unendlich grosse Leitfähigkeit.) Jedoch erschien es zweifelhaft, ob dies in Wirklichkeit erfüllt ist, sich also tatsächlich ein magnetischer Kolben ausbildet.

Zur Überprüfung dieser Vorstellungen wurden Experimente an einer Lauffunkenstrecke mit ebenen, planparallelen Elektroden durchgeführt und mit theoretisch gewonnenen Ergebnissen verglichen.

Werte  
für  
Enthalpie  
pro Gramm  
Geschwindigkeit der  
Materie im  
Bezugssystem  
der Grenz-  
fläche

... hinter der  
... auf die Grenze  
... man die Be-

## II. Theoretische Vorüberlegungen

### II.1 Der ideale Kolben als Grenzfall unendlich guter elektrischer Leitfähigkeit

Wie in der Einleitung bereits erwähnt, kann ein idealer magnetischer Kolben nur dann existieren, wenn das Plasma eine ausserordentlich gute elektrische Leitfähigkeit besitzt, so dass eine scharfe Grenzfläche zwischen feldfreiem Plasma und Magnetfeld existiert. Unter dieser Voraussetzung sammelt sich dann vor der Grenzfläche ein zeitlich gleichmässig anwachsender homogener Plasmablock an, dessen vordere Begrenzung durch eine Stossfront gebildet wird. Der Zustand des homogenen Plasmablocks soll mit Hilfe der Erhaltungsgleichungen beschrieben werden.

Angenommen werde, dass alle auftretenden Geschwindigkeiten zeitlich konstant sind, und dass das magnetische Feld mit einer konstanten Kraft  $K$  pro  $\text{cm}^2$  auf das Plasma wirkt. Wählt man die Stossfront als Bezugsort, so gelten für den Übergang vom ungestörten Vorland zum Plasma hinter der Stossfront die folgenden bekannten Erhaltungssätze:

1) Massenerhaltung:	$\rho_2 v_2 = \rho_1 v_1$	$\rho$ = Dichte
2) Impulserhaltung:	$\rho_2 v_2^2 + p_2 = \rho_1 v_1^2 + p_1$	$p$ = Druck
3) Energieerhaltung:	$i_2 + \frac{v_2^2}{2} = i_1 + \frac{v_1^2}{2}$	$i$ = Enthalpie pro Gramm
		$v$ = Geschwindigkeit der Materie im Bezugssystem der Grenzfläche

Der Index 1 bzw. 2 bezeichnet die Grössen vor bzw. hinter der Stossfront.

Wenn man die oben angegebenen Erhaltungssätze auf die Grenze zwischen Plasma und Magnetfeld anwendet, so erhält man die Bedingung

4)  $K = p_2$

Angenommen ist hierbei, dass im Plasma kein Magnetfeld existiert, und dass im Magnetfeldbereich kein Gas vorhanden ist, der Gasdruck dort also verschwindet.

Aus 1 und 2 folgen durch Auflösung nach  $v_1^2$  bzw.  $v_2^2$  die Gleichungen:

$$5) \quad v_1^2 = (p_1 - p_2) \frac{\rho_2}{\rho_1^2 - \rho_1 \rho_2}$$

$$v_2^2 = (p_1 - p_2) \frac{\rho_1}{\rho_2^2 - \rho_1 \rho_2}$$

Setzt man dies in die Energiegleichung 3 ein, so erhält man, wenn man die Dichten  $\rho$  durch die spezifischen Volumene  $\tau = \frac{1}{\rho}$  ausdrückt,

$$6) \quad -i_2 + i_1 + 1/2 (\tau_2 + \tau_1)(p_2 - p_1) = H(\tau_1, p_1, \tau_2, p_2) = 0$$

Dies ist die bekannte Rankine-Hugoniot-Gleichung für die durch die Gleichungen 1 - 3 beschriebenen stationären Vorgänge. Die Enthalpien  $i_1$  und  $i_2$  lassen sich stets durch  $p_2, \tau_2$  bzw.  $p_1, \tau_1$  ausdrücken, so dass man zu gegebenen Anfangswerten  $\tau_1, p_1$  eine Kurve aller möglichen Endzustände in der  $p_2, \tau_2$ -Ebene erhält. Eine prinzipielle Darstellung der Hugoniot-Kurve ist in Fig.2 wiedergegeben. Der Endzustand des Experiments ist in unserem Fall durch die Angabe der pro  $\text{cm}^2$  wirkenden Kraft  $K$  gegeben, da nach Gleichung 4 damit auch der Enddruck  $p_2$  festgelegt ist.

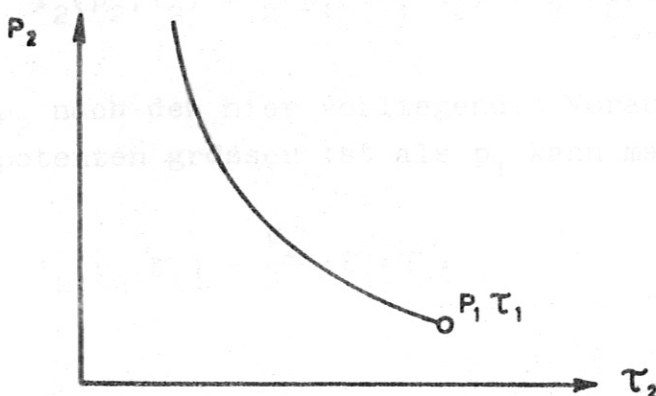


Fig.2  
Prinzipieller Verlauf der Rankine-Hugoniot-Kurve



Während sich die Enthalpie des Anfangszustandes mit dem Index 1 leicht in Abhängigkeit von  $\tau_1$  und  $p_1$  berechnen lässt (Gas bei Zimmertemperatur), ist dies für den Endzustand nicht einfach möglich, da hier Dissoziation und Ionisation berücksichtigt werden müssen. Deswegen soll in zwei Beispielen, die den später zu untersuchenden experimentellen Bereich überdecken, für vorgegebenes  $K$  und festgelegte Anfangswerte  $\tau_1$  und  $p_1$  der Endzustand berechnet werden. In beiden Fällen wird Argon als Versuchsgas gewählt. Für die Antriebskraft wird der später vorliegende Wert  $K=p_2=1,6 \cdot 10^6$  dyn/cm<sup>2</sup> benutzt. Für die Ausgangszustände  $p_1, \tau_1$  werden folgende Werte angenommen:

Tabelle I

	$\alpha$	$\beta$
$p_1$ [dyn/cm <sup>2</sup> ]	$1,33 \cdot 10^2$	$1,33 \cdot 10^3$
$\tau_1$ [cm <sup>3</sup> /g]	$4,7 \cdot 10^6$	$4,7 \cdot 10^5$
$T_1$ [°K]	300	300

Für die Enthalpie  $i_1$  kann man einfach schreiben

$$7) \quad i_1 = \frac{\gamma}{\gamma-1} p_1 \cdot \tau_1 \quad ; \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{5}{3} \quad (\text{für Argon})$$

Setzt man dies in Gleichung 6 ein, so erhält man

$$8) \quad i_2(p_2, \tau_2) = \frac{1}{2} p_1 (4 \tau_1 - \tau_2) + \frac{1}{2} p_2 (\tau_1 + \tau_2) = \frac{\tau_1}{2} (4p_1 + p_2) + \frac{\tau_2}{2} (p_2 - p_1)$$

Da  $p_2$  nach den hier vorliegenden Voraussetzungen um mehrere Zehnerpotenzen grösser ist als  $p_1$  kann man weiter schreiben

$$9) \quad i_2(p_2, \tau_2) = \frac{p_2}{2} (\tau_1 + \tau_2)$$

Es stellt sich nun weiter heraus, dass das spezifische Volumen  $\tau_2$  hinter der Stossfront bei den hier vorhandenen Bedingungen etwa eine Zehnerpotenz kleiner ist als  $\tau_1$ . (Bei starken Stössen, d.h. grossem Druckunterschied zwischen  $p_2$  und  $p_1$  findet man unter der Annahme, dass keine Ionisation, Dissoziation und Anregung der Teilchen vorliegt, einen Dichtesprung

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\tau_1}{\tau_2} = 4$$

Dieses Verhältnis vergrössert sich stets, wenn wie in unserem Fall Ionisations- und Anregungsprozesse einsetzen.) Man kann deshalb näherungsweise  $\tau_2$  gegen  $\tau_1$  in Gleichung 9 vernachlässigen und erhält dann

$$10) \quad i_2(p_2, \tau_2) \approx \frac{1}{2} p_2 \tau_1$$

Da mit Gleichung 10 neben den vorausgesetzten Anfangswerten  $p_1, \tau_1$  und dem aus der Gleichung 4 entnommenen Wert  $p_2$  auch  $i_2$  bekannt ist, können alle weiteren Grössen berechnet werden. Für die Bestimmung der Temperatur  $T_2$  und des spezifischen Volumens  $\tau_2$  konnte das umfangreiche Tabellenwerk von K.N. Neumann und K.F. Knoche (7) herangezogen werden, in dem insbesondere die Enthalpie und die Dichte eines Argongases als Funktion des Drucks und der Temperatur berechnet wurden. Aus diesen Grössen lässt sich weiter die gesuchte elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  für das Modell des idealen Kolbens bestimmen, die einer Arbeit von H. Ringler (8) entnommen wurde.

Für beide Beispiele sind die oben angeführten Grössen in der Tabelle 2 zusammengestellt. Ausserdem ist noch die Anwachsgeschwindigkeit des Plasmablocks hinzugefügt, die im nächsten Kapitel benötigt wird, um die Frage nach der Existenz des magnetischen Kolbens zu entscheiden. Die Anwachsgeschwindigkeit ist, wie man leicht sieht, identisch mit  $v_2$  und berechnet sich aus Gleichung 5.

Tabelle II

	$\alpha$	$\beta$
$p_1$ [dyn/cm <sup>2</sup> ]	$1,33 \cdot 10^2$	$1,33 \cdot 10^3$
$\tau_1$ [cm <sup>3</sup> /g]	$4,7 \cdot 10^6$	$4,7 \cdot 10^5$
$p_2$ [dyn/cm <sup>2</sup> ]	$1,6 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10^6$
$i_2$ [erg/g]	$4 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^{11}$
$T_2$ [°K]	$5 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^4$
$\tau_2$ [cm <sup>3</sup> /g]	$2 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^4$
$\sigma_2$ [sec <sup>-1</sup> ]	$1,5 \cdot 10^{14}$	$9 \cdot 10^{13}$
$v_2$ [cm/sec]	$1,2 \cdot 10^5$	$4,8 \cdot 10^4$

## II.2 Das Eindringen des magnetischen Feldes bei endlicher Leitfähigkeit

Bei endlicher Leitfähigkeit wird eine ursprüngliche scharfe Grenze zwischen antreibendem Magnetfeld und Plasma mit wachsender Zeit aufgelöst. Zur Abschätzung dieses Vorganges wollen wir annehmen, dass zur Zeit  $t=0$  eine ebene, unendlich ausgedehnte Fläche (Fig.3) existiert. Auf der linken Seite der Fläche sei zu allen Zeiten keine elektrische Leitfähigkeit vorhanden, während auf der rechten Seite ein homogenes Plasma der konstanten Leitfähigkeit  $\sigma$  existiere. Im plasmafreien Raum sei ein konstantes Magnetfeld  $\mathcal{H}_0$  vorhanden, das dort homogen sei und nur eine Komponente parallel zur Trennfläche habe.

$$(a) \quad \text{rot rot } \mathcal{H} = \frac{4\pi\sigma}{c} \text{ rot } \mathcal{H}$$

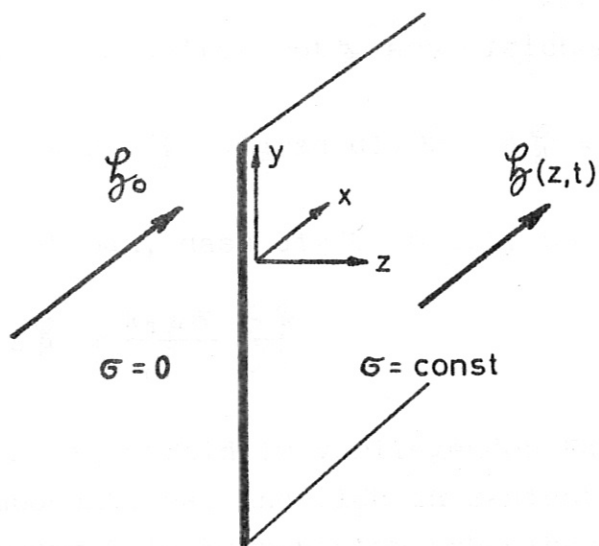


Fig.3  
Das Eindringen  
von Magnetfeld  
in ein Gebiet  
homogener Leit-  
fähigkeit

Zur Zeit  $t=0$  soll das Plasma magnetfeldfrei sein. Berechnet werden soll, auf welche Weise das Magnetfeld in das Plasma eindringt, unter der Voraussetzung, dass das Plasma selbst in Ruhe bleibt und nur durch seine zeitlich und räumlich konstante Leitfähigkeit charakterisiert ist. Beschrieben wird dieses Problem durch folgende Gleichungen, bei denen der Verschiebungsstrom vernachlässigt worden ist

Maxwell-Gleichungen:

$$1) \quad \text{rot } \mathcal{H} = \frac{4\pi}{c} \mathcal{J}$$

$$2) \quad \text{rot } \mathcal{E} = \frac{-\mu}{c} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t}$$

Ohmsches Gesetz:

$$3) \quad \mathcal{J} = \sigma \mathcal{E}$$

Setzt man Gleichung 3 in Gleichung 1 ein und wendet gleichzeitig den Operator rot auf Gleichung 1 an, so erhält man

$$1a) \quad \text{rot rot } \mathcal{H} = \frac{4\pi\sigma}{c} \text{rot } \mathcal{H}$$

Ersetzt man weiter  $\text{rot } \mathcal{H}$  aus Gleichung 2, so ergibt sich

$$4) \quad \text{rot rot } \mathcal{H} = \text{grad div } \mathcal{H} - \Delta \mathcal{H} = - \frac{4\pi\mu\sigma}{c^2} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t}$$

Beachtet man, dass  $\text{div } \mathcal{H} = 0$  ist, so wird schliesslich

$$5) \quad \Delta \mathcal{H} = \frac{4\pi\mu\sigma}{c^2} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t}$$

Da das Magnetfeld im vorliegenden Fall nach Fig.3 nur eine x-Komponente hat und sich in z-Richtung ändert, kann man Gleichung 5 in Komponenten schreiben

$$6) \quad \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \frac{4\pi\mu\sigma}{c^2} \frac{\partial H}{\partial t} = \frac{1}{a^2} \frac{\partial H}{\partial t} ; \quad \frac{1}{a^2} = \frac{4\pi\mu\sigma}{c^2}$$

Dies ist die aus der Wärmelehre bekannte Diffusionsgleichung, deren Lösung (9) gegeben ist durch die Beziehung

$$7) \quad H(z, t) = H_0 \left[ 1 - \frac{z}{\sqrt{\pi}} \int_0^{z/P} e^{-\left(\frac{z}{P}\right)^2} d\left(\frac{z}{P}\right) \right]$$

Dabei ist

$$8) \quad P = 2a\sqrt{t} = c \sqrt{\frac{t}{\pi\sigma\mu}}$$

Im Klammerausdruck steht das Wahrscheinlichkeitsintegral, das für  $\frac{z}{P} \rightarrow \infty$  in  $\frac{\sqrt{\pi}}{2}$  übergeht.

Lösungen der Gleichung 6 sind in Fig.4 mit P als Parameter wiedergegeben.

Aus Gleichung 7 geht hervor, dass Punkte konstanter Feldstärke durch die Beziehung

$$9) \quad \frac{z}{P} = \frac{z}{c} \sqrt{\frac{\pi\sigma}{t}} = \text{const} \quad \text{verknüpft sind.}$$

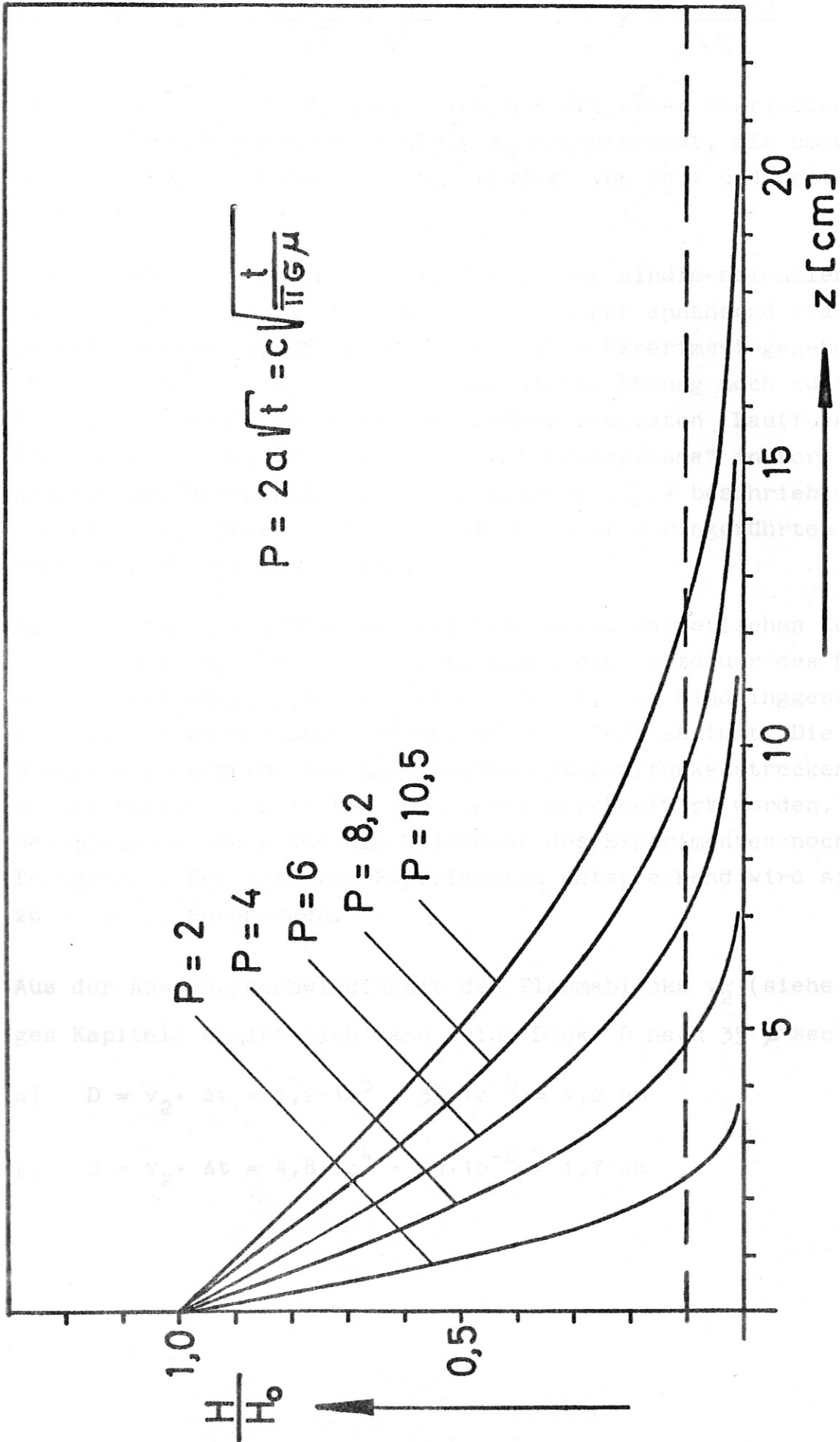


Fig.4 Zeitliches Eindringen von Magnetfeld in ein Gebiet homogener Leitfähigkeit

Durch Differentiation nach der Zeit

$$10) \quad \frac{dz}{dt} = v_H = \frac{\text{const} \cdot c}{2 \sqrt{t \pi \sigma}} = \frac{K}{\sqrt{t \sigma}} \quad K = \frac{\text{const} \cdot c}{2 \sqrt{\pi}}$$

erhält man die Aussage, dass sich der Ort einer bestimmten Feldstärke mit einer Geschwindigkeit  $v_H$  weiterbewegt, die umgekehrt proportional zur Wurzel aus dem Produkt von Zeit und Leitfähigkeit ist.

Die wesentliche Vereinfachung, die in der eindimensionalen Behandlungsweise liegt, ist im Experiment nur annähernd realisiert. Deshalb musste geprüft werden, ob die im Experiment gegebene räumliche Begrenzung die Anwendung dieser Lösung noch zulässt. Aus diesem Grunde wurde mit der später benutzten Lauffunkstrecke ein Modellversuch an einem "Ersatzplasma" in Form eines Kohleblocks durchgeführt, der in Kapitel III.4 beschrieben ist und eine gute Übereinstimmung mit der hier durchgeführten theoretischen Abschätzung zeigt.

Um nun theoretisch über die Existenz eines magnetischen Kolbens zu entscheiden, ist es noch notwendig, die Zeitdauer des Experimentes festzulegen, da, wie oben gezeigt, die Eindringgeschwindigkeit des magnetischen Feldes mit der Zeit abnimmt. Die in der Einleitung aufgeführten Experimente mit Lauffunkstrecken sind im Zeitbereich von 10 bis 100  $\mu$  sec durchgeführt worden. In den Beispielen  $\alpha$  und  $\beta$  war die Zeitdauer des Experimentes noch nicht festgelegt. Den späteren Experimenten entsprechend wird sie jetzt zu 35  $\mu$  sec angenommen.

Aus der Anwachsgeschwindigkeit des Plasmablocks  $v_2$  (siehe voriges Kapitel) ergibt sich dann seine Dicke  $D$  nach 35  $\mu$  sec:

$$\alpha) \quad D = v_2 \cdot \Delta t = 1,2 \cdot 10^5 \cdot 35 \cdot 10^{-6} = 4,2 \text{ cm}$$

$$\beta) \quad D = v_2 \cdot \Delta t = 4,8 \cdot 10^4 \cdot 35 \cdot 10^{-6} = 1,7 \text{ cm}$$

Eine Eindringtiefe  $D'$  des magnetischen Feldes, die angibt, bis zu welcher Tiefe mehr als 10% des maximalen Feldes  $H_0$  registriert werden, erhält man aus Fig.4:

Für die im vorigen Kapitel bestimmten Leitfähigkeiten, für eine Zeit von  $35 \mu \text{ sec}$  und für  $\mu = 1$  ergeben sich folgende Parameter  $P$ :

$\alpha)$   $P = 8,2 \text{ cm}$

$\beta)$   $P = 10,5 \text{ cm}$

Die zu diesen Parametern gehörigen Kurven schneiden die gestrichelte Linie (10% von  $H_0$ ) von Fig.4 in den folgenden Abständen  $D'$ :

$\alpha)$   $D' = 9,5 \text{ cm}$

$\beta)$   $D' = 12,5 \text{ cm}$

Der Vergleich zwischen  $D$  und  $D'$  zeigt nun, dass das magnetische Feld den Plasmablock weit durchdringt. Damit ist bereits theoretisch in zwei typischen Beispielen vorhergesagt, dass hier die Existenz eines magnetischen Kolbens unmöglich ist.

### III.2 Beschreibung des X-ray-Apparates

Die benutzte Apparatur besteht im wesentlichen aus zwei Teilen, dem Entladungsgefäss mit den Elektroden und der Energiequelle: Das Entladungsgefäss mit den eingebauten Elektroden ist in Fig.5 gezeigt. Es war ein 1 m langes Glasrohr von 10 cm Innendurchmesser. An der einen Seite war ein Tonrohr aus Glas, an der anderen eine Elektrodendurchführung mittels Kugelschliffen vakuum-



### III. Experimentelle Untersuchungen

#### III.1 Überlegungen zum Bau der Lauffunkenstrecke

Um die theoretischen Betrachtungen der beiden vorherigen Kapitel experimentell prüfen zu können, muss die Lauffunkenstrecke folgenden Bedingungen genügen:

- a) Alle Grössen des Plasmas dürfen nur von der Längsrichtung abhängen.
- b) Das Magnetfeld muss über den Querschnitt im wesentlichen homogen sein.
- c) Die Antriebskraft und damit auch die Stromdichte sollten möglichst gross sein (Kapitel III.3).
- d) Alle geometrischen Dimensionen müssen gross gegenüber der mittleren freien Weglänge der Gasteilchen sein.

Forderung a) ist dadurch zu erfüllen, dass die Länge der Lauffunkenstrecke gross gewählt wird gegenüber ihren Querdimensionen.

Der Forderung b) wird genügt, wenn die Breite der Elektroden gross ist gegenüber ihrem Abstand, Punkt c) dagegen ist jedoch um so besser erfüllt, je kleiner die Breite der Elektroden ist.

Aus all diesen, sich zum Teil widersprechenden Forderungen hat sich als Kompromiss die in den nächsten Kapiteln beschriebene Apparatur ergeben:

#### III.2 Beschreibung der Versuchs-Apparatur

Die benutzte Apparatur bestand im wesentlichen aus zwei Teilen, dem Entladungsgefäss mit den Elektroden und der Energiequelle: Das Entladungsgefäss mit den eingebauten Elektroden ist in Fig.5 gezeigt. Es war ein 1 m langes Glasrohr von 10 cm Innendurchmesser. An der einen Seite war ein T-Rohr aus Glas, an der anderen eine Elektrodendurchführung mittels Kugelschliffen vakuum-

dicht angeschlossen. Durch die eine Öffnung des T-Stücks konnte wahlweise abgepumpt oder Gas eingelassen werden, während die andere Öffnung durch ein Beobachtungsfenster oder eine Sondendurchführung verschlossen war.

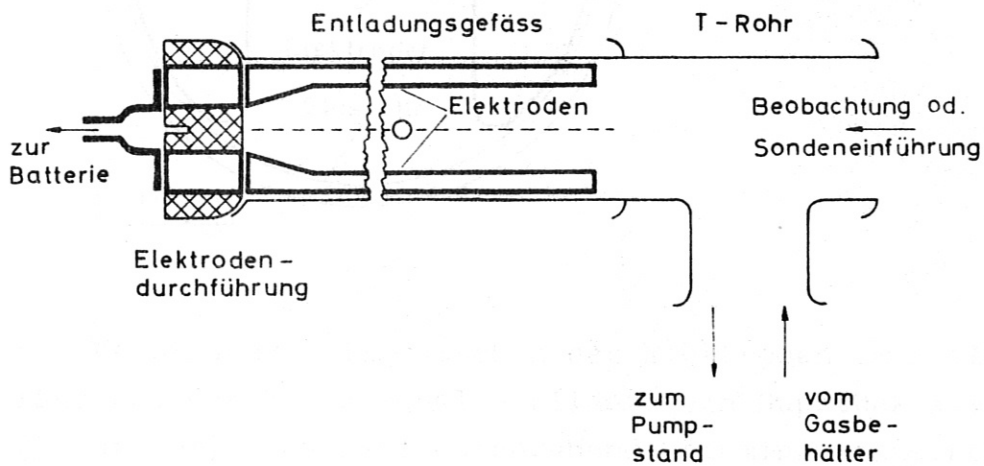


Fig.5 Entladungsgefäß mit Elektroden

Das Entladungsgefäß konnte bis auf  $10^{-4}$  Torr ausgepumpt werden. Nach Abschalten der Pumpen stieg der Druck innerhalb einer Minute auf etwa  $5 \cdot 10^{-4}$  Torr an. Kurz vor jedem Versuch wurde eine so bemessene Menge des Versuchsgases in das Entladungsgefäß eingelassen, dass nach erfolgtem Druckausgleich der gewünschte Enddruck herrschte.

Die Elektroden im Entladungsgefäß, deren Querschnitt Fig.6 zeigt, hatten eine rohrähnliche Form und waren aus 1 mm starkem Kupferblech gefertigt. Sie lagen mit ihren runden Flächen dicht an der Glaswand des Entladungsgefäßes, so dass die Entladung nur das Gas zwischen den ebenen Flächen der Elektroden erfasste.

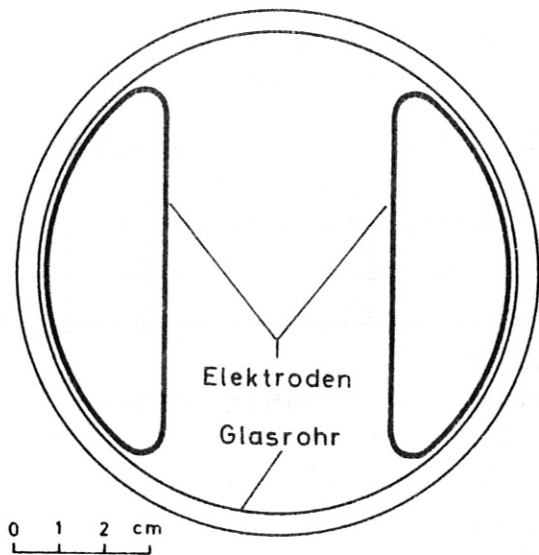


Fig.6  
Querschnitt der  
Elektroden

Das Verbindungsteil zwischen den Elektroden im Entladungsgefäß und der Energiequelle bildete ein Gußstück aus Kunstharz (Lekutherm), das zwei durchgehende Aluminiumscheiben vom Querschnitt und Abstand der Elektroden enthielt und gleichzeitig das Entladungsgefäß vakuumdicht abschloss. Zu diesem Zweck war die Oberfläche des Gußteils zu einer kugelförmigen Dichtungsfläche abgedreht, wie es Fig.5 zeigt. Der Anschluss des Verbindungsteils an die Elektroden im Entladungsrohr erfolgte durch eine Schraubverbindung.

Die Energiequelle ist in Fig.7 skizziert. Um einen konstanten Antrieb des Plasmas zu erzielen, wurde sie als Netzwerk aus zehn Kondensatoren  $C$  von je  $7,7 \mu F$  Kapazität und neun Induktivitäten von etwa je  $0,4 \mu H$  aufgebaut. Dieses Netzwerk besass eine Impedanz von  $0,23 \text{ Ohm}$  und lieferte im Kurzschlussfall, der später immer vorlag, bei einer Ladespannung von  $14 \text{ kV}$  eine Folge rechteckiger Stromimpulse von  $35 \mu \text{ sec}$  Länge. Der erste Impuls, der für das Experiment benutzt wurde, hatte eine Amplitude von  $60 \text{ kA}$ .

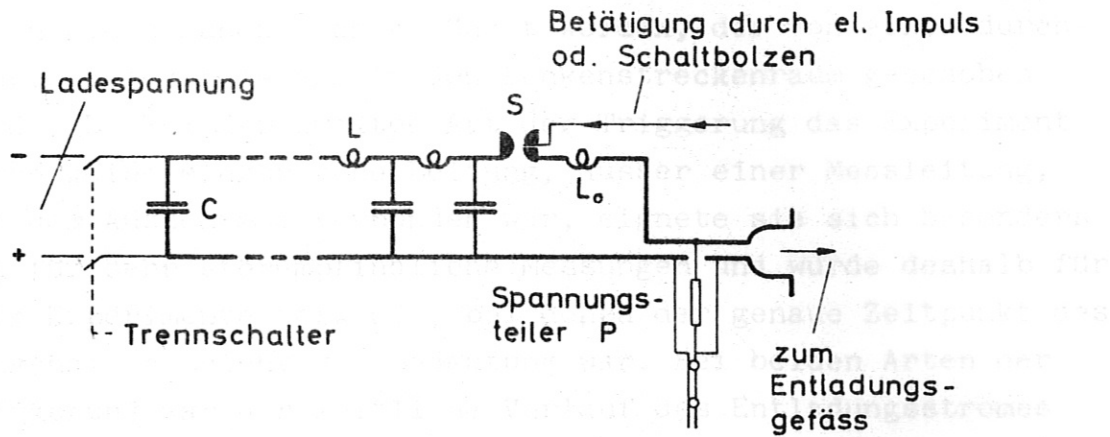


Fig.7 Schaltung der Kondensatorbatterie

Da das Experiment den Gleichgewichtsfall konstanten Stromes ergeben sollte, musste dafür gesorgt werden, dass beim Einschalten des Stromes keine störenden Effekte erzeugt wurden. Durch einen sehr steilen Stromanstieg hätten z.B. Stosswellen erzeugt werden können, die eine Störung des nachfolgenden Vorganges hervorgerufen hätten. Eine Induktivität  $L_0$  vor dem Entladungsgefäß sorgte dafür, dass der Strom relativ langsam innerhalb von  $5 \mu\text{sec}$  anstieg, und dass dabei keine Schwingungen höherer Frequenz auftraten.

Um zuverlässige elektrische Messungen an der Lauffunkenstrecke durchführen zu können, durften zwischen den Netzleitungen und der Messleitung keine (kapazitiv) geschlossenen Schleifen bestehen. Aus diesem Grunde wurde vor jeder Messung ein Trennschalter betätigt, der die Hochspannungszuführung und sämtliche Netzanschlüsse von der Lauffunkenstrecke abtrennte.

Eine Funkenstrecke S schaltete die Energie der Kondensatorbatterie auf das Experiment. Diese Funkenstrecke konnte wahlweise elektrisch durch einen Triggerimpuls oder mechanisch durch einen Zündbolzen gezündet werden, der von einer durchbohrten Elektrode aus in den Funkenstreckenraum geschoben wurde. Da bei der zweiten Art der Triggerung das Experiment durch keine elektrische Leitung, ausser einer Messleitung, mit dem Aussenraum verbunden war, eignete sie sich besonders gut für sehr störepfindliche Messungen und wurde deshalb für alle Experimente verwandt, bei denen der genaue Zeitpunkt des Einschaltens nicht von Bedeutung war. Bei beiden Arten der Triggerung war der zeitliche Verlauf des Entladungsstromes identisch.

### III.3 Das magnetische Feld der Lauffunkenstrecke und seine Antriebskraft

Um die Wirkung des Magnetfeldes auf das sich in der Lauffunkenstrecke ausbildende Plasma zu berechnen, gehen wir von den Maxwell'schen Gleichungen aus:

$$1) \quad \text{rot } \mathcal{H} = \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} j$$

$$2) \quad \text{rot } \mathcal{E} = - \frac{\mu}{c} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t}$$

Multipliziert man Gleichung 1 skalar mit  $\mathcal{E}$ , Gleichung 2 skalar mit  $\mathcal{H}$  und subtrahiert dann beide Gleichungen voneinander, so erhält man

$$3) \quad \mathcal{E} \text{ rot } \mathcal{H} - \mathcal{H} \text{ rot } \mathcal{E} = \frac{4\pi}{c} j \mathcal{E} + \frac{\mu}{c} \frac{\partial \mathcal{H}^2}{\partial t} + \frac{\epsilon}{c} \mathcal{E} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t}$$

Durch einfache Vektorumformung ergibt sich hieraus

$$4) \quad - \text{div } \frac{c}{4\pi} [\mathcal{E} \times \mathcal{H}] = j \mathcal{E} + \frac{\mu}{4\pi} \frac{\partial \frac{\mathcal{H}^2}{2}}{\partial t} + \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{\partial \frac{\mathcal{E}^2}{2}}{\partial t}$$

Diese Gleichung sagt aus, dass die von aussen pro Zeiteinheit in ein Volumen einströmende elektromagnetische Energie sich in einer zeitlichen Änderung der magnetischen und elektrischen Feldenergie wiederfindet, und dass ausserdem ein Teil dieser Energie auf die Materie übertragen wird.

Die Form dieser Energieübertragung kann man bestimmen, wenn man den durch das Plasma bestimmten Zusammenhang zwischen  $\dot{j}$  und  $\mathcal{E}$  kennt. Dieser wird durch das Ohmsche Gesetz hergestellt, das man in folgender Form schreiben kann

$$5) \quad \dot{j} = \sigma \left( \mathcal{E} + \frac{1}{c} [\omega \times \mathcal{L}] - \frac{1}{c \cdot n_e \cdot e} [j \times \mathcal{L}] \right)$$

$\mathcal{E}$  bedeutet die elektrische Feldstärke,  $\omega$  ist die Geschwindigkeit des als weitgehend ionisiert angenommenen Plasmas, während der letzte Term den Hall-Effekt berücksichtigt. Alle Grössen sollen im Laborsystem gemessen werden.

Ersetzt man nun in Gleichung 4 die elektrische Feldstärke nach Gleichung 5 durch

$$6) \quad \mathcal{E} = \frac{\dot{j}}{\sigma} - \frac{1}{c} [\omega \times \mathcal{L}] + \frac{1}{c \cdot n_e \cdot e} [j \times \mathcal{L}] \quad \text{so erhält man (st.)}$$

$$7) \quad - \operatorname{div} \frac{c}{4\pi} [\mathcal{E} \times \mathcal{H}] = \frac{\dot{j}^2}{\sigma} + \frac{1}{c} \omega [j \times \mathcal{L}] + \frac{\mu}{4\pi} \frac{\partial \frac{\mathcal{H}^2}{2}}{\partial t} + \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{\partial \frac{\mathcal{E}^2}{2}}{\partial t}$$

Man sieht, dass die Energieübertragung auf das Plasma durch zwei Anteile beschrieben wird:

$\frac{\dot{j}^2}{\sigma}$  gibt die Joulesche Wärme an, während  $\frac{1}{c} [\omega [j \times \mathcal{L}]]$  die Leistung der Lorentzkraft am Plasma bedeutet.

Um nun aus dieser Beziehung eine Aussage für das Experiment zu gewinnen, soll zunächst die vereinfachende Annahme gemacht werden, dass die Breite der Elektroden der in Fig. 8 schematisch gezeichneten Lauffunkenstrecke gross ist gegenüber dem Abstand der Elektroden.

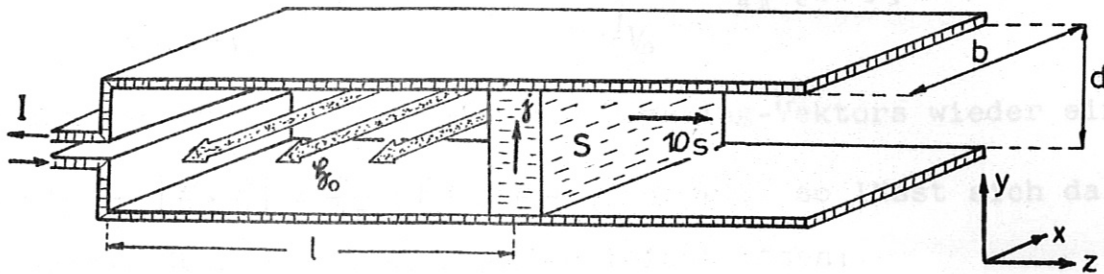


Fig.8 Leiteranordnung der Lauffunkenstrecke

Gleichung 7 soll jetzt über den ganzen Raum  $V_\infty$  mit Ausnahme des Energiespeichers, den wir uns in einem Volumen  $V_0$  eingeschlossen denken, integriert werden:

$$8) - \int_{V_\infty - V_0} \operatorname{div} \frac{c}{4\pi} [\mathcal{E} \times \mathcal{H}] d\tau = \int_{V_\infty - V_0} \frac{j^2}{\sigma} d\tau + \int_{V_\infty - V_0} \frac{1}{c} 10 [j \times \mathcal{H}] d\tau + \int_{V_\infty - V_0} \frac{\mu}{4\pi} \frac{\partial \mathcal{H}^2}{\partial t} d\tau$$

(Die Energiedichte des elektrischen Feldes ist gegen die des Magnetfeldes vernachlässigt worden, was hier statthaft ist.)

$V_\infty - V_0$  soll angeben, dass das Integral über den unendlichen Raum mit Ausnahme des Volumens des Energiespeichers zu erstrecken ist.

Das Integral auf der linken Seite lässt sich umformen in ein Integral über die Energiequelle. Es muss gelten

$$9) \int_{V_\infty} \operatorname{div} \frac{c}{4\pi} [\mathcal{E} \times \mathcal{H}] d\tau = \oint_{F_\infty} \frac{c}{4\pi} [\mathcal{E} \times \mathcal{H}] d\vec{f} = \int_{V_\infty - V_0} \operatorname{div} \frac{c}{4\pi} [\mathcal{E} \times \mathcal{H}] d\tau + \int_{V_0} \operatorname{div} \frac{c}{4\pi} [\mathcal{E} \times \mathcal{H}] d\tau$$

Das Oberflächenintegral  $F_\infty$  über den unendlichen Raum muss verschwinden, weil in sehr grossem Abstand  $\mathcal{E}$  und  $\mathcal{H}$  selbst mit  $\frac{1}{r^2}$  verschwinden. Man erhält damit

$$10) - \int_{V_{\infty}-V_0} \operatorname{div} \frac{c}{4\pi} [\mathcal{E} \times \mathcal{H}] d\tau = \int_{V_0} \operatorname{div} \frac{c}{4\pi} [\mathcal{E} \times \mathcal{H}] d\tau$$

Setzt man für die Divergenz des Poynting-Vektors wieder ein:

$$+ \operatorname{div} \frac{c}{4\pi} [\mathcal{E} \times \mathcal{H}] = \frac{c}{4\pi} (\mathcal{H} \operatorname{rot} \mathcal{E} - \mathcal{E} \operatorname{rot} \mathcal{H}), \text{ so lässt sich das Integral über die Energiequelle leicht lösen:}$$

Da sich der Strom und damit auch das Magnetfeld im betrachteten Zeitraum innerhalb des Energiespeichers nicht ändern soll, wird  $\operatorname{rot} \mathcal{E} = 0$  und damit  $\mathcal{E} = - \operatorname{grad} U$ . Dies führt zu

$$11) - \int_{V_{\infty}-V_0} \operatorname{div} \frac{c}{4\pi} [\mathcal{E} \times \mathcal{H}] d\tau = \int_{V_0} \operatorname{div} \frac{c}{4\pi} [\mathcal{E} \times \mathcal{H}] d\tau = \int_{V_0} \operatorname{grad} U \cdot \mathcal{j} d\tau = U_0 I$$

Dabei bedeuten  $U_0$  die Spannung zwischen den Ausgangsklemmen des Energiespeichers und  $I$  den gesamten Entladungsstrom.

Auch die Integrale auf der rechten Seite der Gleichung 8 lassen sich leicht lösen:

$$a) \int_{V_{\infty}-V_0} \frac{\mathcal{j}^2}{\sigma} d\tau$$

Dieses Integral ist nur über die stromführenden Volumenelemente zu erstrecken. Das sind in diesem Fall die Metallelektroden und die stromführende Plasmaschicht. Man erhält sehr einfach

$$12) \int_{V_{\infty}-V_0} \frac{\mathcal{j}^2}{\sigma} d\tau = I^2 R ; R \text{ ist dabei der gesamte Ohmsche Widerstand des Stromkreises.}$$

$$b) \int_{V_{\infty}-V_0} \frac{1}{c} \operatorname{rot} [\mathcal{j} \times \mathcal{L}] d\tau$$

Es wird umgeformt

$$13) [\mathcal{j} \times \mathcal{L}] = \frac{c\mu}{4\pi} [\operatorname{rot} \mathcal{H} \times \mathcal{H}] = - \frac{c}{4\pi} \operatorname{grad} \frac{\mathcal{H}^2}{2} + \frac{c\mu}{4\pi} (\mathcal{H} \operatorname{grad}) \cdot \mathcal{H}$$



Der Vektorgradient von  $\frac{\mathcal{H}^2}{2}$  verschwindet, da nur ein homogenes Magnetfeld vorhanden ist. Damit formt sich der Ausdruck b um

$$14) \int_{V_{\infty}-V_0} \frac{1}{c} \mathcal{H} [\mathcal{J} \times \mathcal{L}] d\tau = - \frac{\mu}{4\pi} \int_{V_{\infty}-V_0} \mathcal{H} \text{grad} \frac{\mathcal{H}^2}{2} d\tau$$

Der Ausdruck  $\text{grad} \frac{\mathcal{H}^2}{2}$  hat allein in der stromführenden Schicht S einen von Null verschiedenen Wert und besitzt dort nur eine z-Komponente (siehe Fig.8). Damit ergibt sich

$$15) \int_{V_{\infty}-V_0} \frac{1}{c} \mathcal{H} [\mathcal{J} \times \mathcal{L}] d\tau = - \frac{\mu}{4\pi} \int_S v_z \frac{d\mathcal{H}^2}{dz} dx dy dz$$

Nimmt man an, dass  $v_z$  innerhalb der Stromschicht den konstanten Wert  $v$  hat, und dass das Magnetfeld vom Wert Null auf den Entwert  $H_0$  ansteigt, so ist schliesslich unter Beachtung des Vorzeichens

$$16) \int \frac{1}{c} \mathcal{H} [\mathcal{J} \times \mathcal{L}] d\tau = + \frac{\mu}{4\pi} v \frac{H_0^2}{2} F \quad F = \text{Querschnitt der Lauffunkenstrecke}$$

$$c) \int_{V_{\infty}-V_0} \frac{\mu}{4\pi} \frac{\partial \mathcal{H}^2}{\partial t} d\tau$$

Bewegt man sich mit der Stromschicht, so gilt

$$17) \frac{d \frac{\mathcal{H}^2}{2}}{dt} = \frac{\partial \mathcal{H}^2}{\partial t} + \mathcal{H}_S \text{grad} \frac{\mathcal{H}^2}{2} = 0$$

wenn man annimmt, dass sich die Stromverteilung in der Schicht selbst während ihres Weiterwanderns nicht ändert. (Ein mit der Stromschichtgeschwindigkeit  $v_S$  mitwandernder Beobachter würde keine Änderung von  $\frac{\mathcal{H}^2}{2}$  messen.)

Damit kann man schreiben

$$18) \frac{\partial \mathcal{H}^2}{\partial t} = - \mathcal{H}_S \text{grad} \frac{\mathcal{H}^2}{2}$$

Dieses Integral kann auf die gleiche Weise gelöst werden wie unter b. Man erhält

$$19) \int_{V_{\infty}-V_0} \frac{\mu}{4\pi} \frac{\partial \frac{H_0^2}{2}}{\partial t} d\tau = \frac{\mu}{4\pi} v_S \frac{H_0^2}{2} F$$

Es ist aber sehr darauf zu achten, dass  $v_S$  die Geschwindigkeit ist, mit der der Strom weiterwandert, während  $v$  die Geschwindigkeit des Plasmas ist.  $v_S$  muss stets grösser als  $v$  sein wenn keine weiteren Einflüsse auf das Plasma vorhanden sind. Nur im Idealfall unendlicher Leitfähigkeit sind beide Geschwindigkeiten gleich gross.

Damit erhält man insgesamt die Beziehung

$$20) U_0 I = I^2 R + \frac{\mu}{4\pi} F v \frac{H_0^2}{2} + \frac{\mu}{4\pi} F v_S \frac{H_0^2}{2}$$

Der erste Term der rechten Seite gibt die Joulesche Wärme an, der zweite die am Plasma pro Zeiteinheit geleistete Arbeit der Lorentzkräfte, während der letzte Term die dem System zugeführte magnetische Feldenergie wiedergibt. Dieser ist stets grösser oder höchstens gleich der Leistung der Lorentz-Kräfte, wenn keine weiteren äusseren Einflüsse auf das Plasma vorhanden sind.

In diesem Zusammenhang interessiert die Lorentzkraft  $\bar{K}$  auf die Materie. Sie ist nach Gleichung 20 gegeben durch die Beziehung

$$21) \bar{K} \cdot v = \frac{\mu}{4\pi} \cdot v \cdot F \cdot \frac{H_0^2}{2}$$

$\frac{\mu}{4\pi} \cdot F \cdot \frac{H_0^2}{2}$  ist die magnetische Energie pro Längeneinheit der Anordnung. Da lineare Verhältnisse vorliegen, kann man bekanntlich die magnetische Energie pro Längeneinheit ausdrücken mit Hilfe der Selbstinduktion pro Längeneinheit nach der Beziehung

$$22) \frac{\mu}{4\pi} \cdot F \cdot \frac{H_0^2}{2} = \frac{L_0 \cdot I^2}{2} \quad L_0 = \text{Induktivität/cm}$$

Führt man dies ein, so erhält man

$$23) \quad \bar{K} v = \frac{1}{2} L_0 I^2 v, \quad \text{oder} \quad \bar{K} = \frac{1}{2} L_0 I^2$$

Geht man jetzt von den idealisierten Verhältnissen zu den wirklich vorliegenden über, dann beschränkt sich das Magnetfeld nicht auf das Gebiet zwischen den Elektroden, sondern dringt als Randeffekt in den angrenzenden Raum ein. Dieses würde bei den Experimenten in der Weise berücksichtigt, dass nicht die nach Gleichung 22 gegebene idealisierte Induktivität angenommen wurde, sondern eine durch Messung an einer Modellspule von der Geometrie der Lauffunkenstrecke (Fig.8) ermittelte Induktivität  $L_0^*$ .

Diese Modellspule war in zwei Lagen aus dünnem Kupferdraht gewickelt und hatte eine Ausdehnung in z-Richtung (Fig.8) von  $l=21$  cm. Die mit einer Brückenschaltung durchgeführte Messung ergab für die Lauffunkenstrecke eine Induktivität

$$L_0^* = 4,6 \text{ nH/cm}$$

Dieser Wert wurde durch eine Formel von W.Grover (10) annähernd bestätigt, welche die Induktivität pro cm zweier paralleler Bänder angibt:

$$24) \quad L_0^* \approx \left[ 4 \ln \left( \frac{d}{b} \right) + 6 \right] \frac{1}{9} \cdot 10^{-20} = 4,7 \cdot 10^{-21} \text{ sec}^2/\text{cm}^2 = \\ = 4,22 \text{ nH/cm}$$

Im folgenden ist noch zu untersuchen, wie weit das Magnetfeld der Lauffunkenstrecke den oben angenommenen idealisierten Verhältnissen entspricht: Eine volle Übereinstimmung mit den idealisierten Verhältnissen läge dann vor, wenn die Elektroden in x-Richtung unendlich ausgedehnt wären. Das Magnetfeld einer solchen Leiteranordnung ist im Aussenraum exakt Null und im Innenraum durch folgende Beziehung gegeben:

$$25) \quad H^{\times} = \frac{4\pi}{10} I^{\times}$$

$H^{\times}$  = Magnetfeld in Gauß  
 $I^{\times}$  = Stromstärke pro cm in Ampere

Diese Verhältnisse wurden mit dem Feld der Modellspule verglichen: Der Feldverlauf in der Mitte der Spule (z-Richtung) mit dem AEG Induktions-Magnetfeldmesser ausgemessen, ist in Fig.9 dargestellt. Die Darstellung zeigt, dass das Magnetfeld im Innen- und Aussenraum der Spule zur Stromschicht hin etwas anwächst, im Aussenraum aber wesentlich kleiner ist als im Innenraum, so dass man es in erster Näherung als homogen im Innenraum (mit dem Mittelwert  $H_0$ ) und als vernachlässigbar klein im Aussenraum betrachten kann. Das experimentell vorliegende Magnetfeld entspricht damit in seinem Verlauf weitgehend dem theoretisch angenommenen Feld.

Die Abweichung von der idealisierten Geometrie der Lauffunkstrecke spiegelt sich darin wieder, dass der Betrag der Feldstärke in der Modellspule geringer ist als es die für die idealisierten Verhältnisse gültige Formel 25 angibt. Man findet, dass die mittlere Feldstärke in der Modellspule etwa die Hälfte von  $H^{\times}$  beträgt.

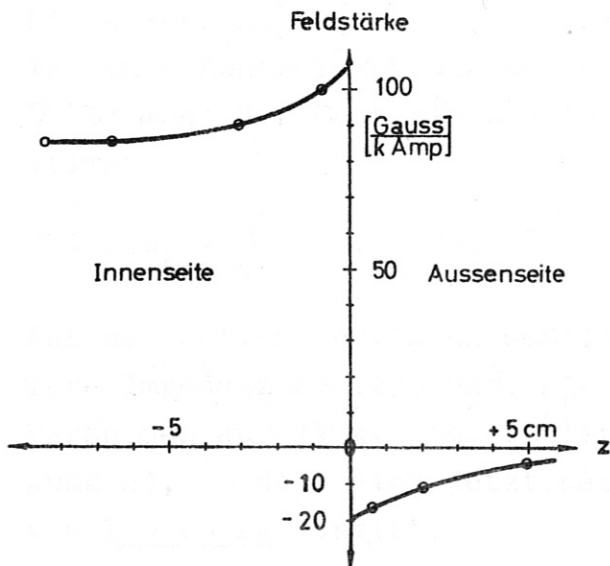


Fig.9  
Magnetfeld-Verlauf der  
Modellspule

Um schliesslich die nach Gleichung 23 gegebene Lorentz-Kraft der Lauffunkenstrecke auf die Materie und den Betrag des magnetischen Feldes zwischen den Elektroden angeben zu können, ist noch die Messung des Entladungsstromes I erforderlich.

Bestimmung von I: Relativ genau gegenüber den Kurzzeitmessungen liess sich die Ladespannung U der Kondensatorbatterie bestimmen. Aus dieser Spannung und der Impedanz Z der Batterie berechnet sich der Entladungsstrom nach Formel 26

$$26) \quad I = \frac{U}{Z}$$

wenn der reelle Gesamtwiderstand R der Schaltung klein gegenüber Z ist. Dabei umfasst der Widerstand R den effektiven Widerstand der Lauffunkenstrecke und die in der Batterie verteilten Verlustwiderstände. Wie im Anhang gezeigt wird, beträgt er nur 7% von Z, so dass Gleichung 26 zur Bestimmung von I anwendbar ist.

Die in Gleichung 26 auftretende Impedanz Z ergab sich nach zwei verschiedenen Methoden:

Zunächst wurde bei kleiner Ladespannung der Batterie (Benutzung eines Quecksilberschalters) ein Abschlusswiderstand solange variiert, bis keine Reflexion mehr auftrat.

Diese Messung ergab:  $Z_1 = 0,23 \text{ Ohm}$ .

In einer Kontrollmessung wurde Z aus der Durchschwingzeit  $\tau = 37 \mu\text{sec}$  der Batterie und ihrer Gesamtkapazität  $C = 77 \mu\text{F}$  bestimmt:

$$27) \quad Z_2 = \frac{\tau}{2C} = 0,24 \text{ Ohm}$$

Aus den beiden Bestimmungsmöglichkeiten ergab sich eine mittlere Impedanz  $Z = 0,235 \text{ Ohm}$ . Die Ladespannung wurde bei allen Versuchen auf 14 kV eingestellt (siehe Standard-Versuchsbedingungen), so dass sich jetzt nach Gleichung 26 eine Stromstärke von  $I = 60 \text{ kA}$  ergibt.

Damit erhält man aus Fig.9 eine mittlere magnetische Feldstärke

$$\underline{H_0 = 5500 \text{ Gauß}}$$

und nach Gleichung 23 eine Antriebskraft

$$\bar{K} = 8,3 \cdot 10^7 \text{ dyn}$$

Die Antriebskraft  $\bar{K}$  übertrug pro Sekunde und pro  $\text{cm}^2$  Querschnitt einen Impuls auf das Gas in z-Richtung, der, über den Querschnitt  $F=51 \text{ cm}^2$  des Entladungsgefäßes gemittelt, folgenden Wert besass:

$$\underline{K = 1,6 \cdot 10^6 \text{ dyn/cm}^2}$$

Bei der Berechnung von K ist an keiner Stelle vorausgesetzt, dass die Stromschicht senkrecht zwischen den Elektroden verläuft. Diese Berechnungen bleiben daher gültig, wenn die Stromschicht geneigt ist. Wie in Kapitel III.9 gezeigt wird, ist dies in Wirklichkeit der Fall.

#### III.4 Modellversuch mit einem "Kohleplasma"

Um mit den Eigenschaften der Apparatur weiter vertraut zu werden und im besonderen die Abweichungen gegenüber den eindimensionalen Betrachtungen in Kapitel I.2 kennenzulernen, wurde an Stelle eines Plasmas ein homogener Kohleblock zwischen den Elektroden der Lauffunkenstrecke angeordnet.

Der Kohleblock war 20 cm lang und füllte den Raum zwischen den Elektroden aus. Den elektrischen Kontakt mit den Elektroden stellten dünne Quecksilberschichten her.

Bei den folgenden Messungen wurde die Kondensatorbatterie nur auf eine kleine Spannung von 5 Volt aufgeladen, und an Stelle der Funkenstrecke S in Fig.7 ein Quecksilberschalter benutzt.

Das in den Kohleblock eindringende magnetische Feld liess sich mit einer Induktions-Sonde messen, die dicht über einer der freiliegenden Seiten des Kohleblocks befestigt war und von Entladung zu Entladung in Längsrichtung verschoben wurde.

In Fig.10 ist der gemessene relative Magnetfeldverlauf nach  $20 \mu\text{sec}$  dargestellt. Die einzelnen Feldstärken sind dabei auf die maximale Feldstärke  $H_0$  am Anfang des Kohleblocks bezogen. Die ausgezogene Kurve zeigt die nach Kapitel I.2 theoretisch berechnete Magnetfeldverteilung, wobei die Leitfähigkeit der Kohle  $\sigma = 2,3 \cdot 10^{14} \text{ 1/sec}$  benutzt wurde, die sich aus einer Widerstandsmessung ergab. Zwischen den Messpunkten und der theoretisch ermittelten Kurve lässt sich eine gute Übereinstimmung erkennen. Um zu veranschaulichen, wie empfindlich das Eindringen des Feldes von der Leitfähigkeit abhängt, ist noch die gestrichelte Kurve für die doppelte Leitfähigkeit  $\sigma = 4,6 \cdot 10^{14} \text{ 1/sec}$  errechnet.

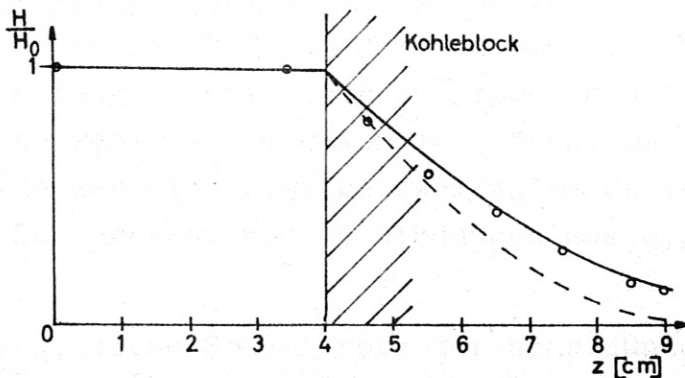


Fig.10 Das Eindringen eines Magnetfeldes in ein "Kohleplasma" nach  $20 \mu\text{sec}$   
Messpunkte für  $\sigma = 2,3 \cdot 10^{14} \text{ 1/sec}$   
— theoretischer Verlauf für  $\sigma = 2,3 \cdot 10^{14} \text{ 1/sec}$   
... theoretischer Verlauf für  $\sigma = 4,6 \cdot 10^{14} \text{ 1/sec}$

### III.5 Messmethoden

In diesem Kapitel sind alle Messmethoden aufgeführt, die an der Versuchsanordnung und an dem Plasma angewandt wurden:

a) Drehspiegelaufnahmen: Eine Drehspiegelkamera lieferte Informationen über sich ausbreitende Leuchterscheinungen, deren Struktur und Geschwindigkeit. Die Kamera war eine Autokollimationskamera mit einer effektiven Lichtstärke von 1:5 und einer Zeitauflösung (abgebildete Spaltbreite/Schreibgeschwindigkeit) besser als  $5 \cdot 10^{-8}$  sec.

Da eine Drehspiegelkamera nur bei einer bestimmten Spiegelstellung aufnahmebereit ist, musste sie selbst das Experiment im richtigen Augenblick auslösen. Die Synchronisation erfolgte über einen induktiven Tastkopf, der bei bestimmter Spiegelstellung einen Impuls erzeugte. Ein passendes elektronisches System verstärkte diesen Impuls, so dass er schliesslich die Schaltfunkenstrecke S (Fig.7) triggern konnte.

b) Magnetfeldmessungen: Das magnetische Feld der Entladung wurde mit einer Induktionssonde ausgemessen. Diese Sonde und ein genügend langer Teil ihrer Zuleitung mussten dünn sein, um das Plasma so wenig wie möglich zu stören. Der wesentliche Teil der Sonde war eine winzige zweilagige Spule von 0,5 mm Länge, 0,5 mm Durchmesser und 15 Windungen aus 0,03 mm dickem Kupferdraht.

Es gelang, diese Spule trotz der sehr dünnen Zuleitung (äussere Abschirmung 1 mm  $\varnothing$ ) von 7 cm Länge relativ gut an ein 75 Ohm Kabel anzupassen. Die Sonde wurde in einem Frequenzbereich von 0-30 MHz geprüft, in dem sie vollkommen linear arbeitete.

Sehr wesentlich war eine sorgfältige Abschirmung. Ein zweifach geschlitzter 0,1 mm dicker Bleimantel schützte die Induktionsspule vor elektrischen Feldern. Ohne Schlitz durchdrangen die magnetischen Felder den Bleimantel nur bis zu einer Frequenz von etwa 1 MHz. Bei höheren Frequenzen erwiesen sich die Schlitz-



als notwendig. Die Zuleitung zur Induktionsspule steckte, durch ein dünnes Glasröhrchen b isoliert, in einem Messingrohr c von 1 mm Aussendurchmesser und 0,25 mm Wandstärke. Das 75 Ohm Anschlusskabel war zweifach abgeschirmt und lag ausserdem in einem Metallschlauch, der mit der Messkabine verlötet war.

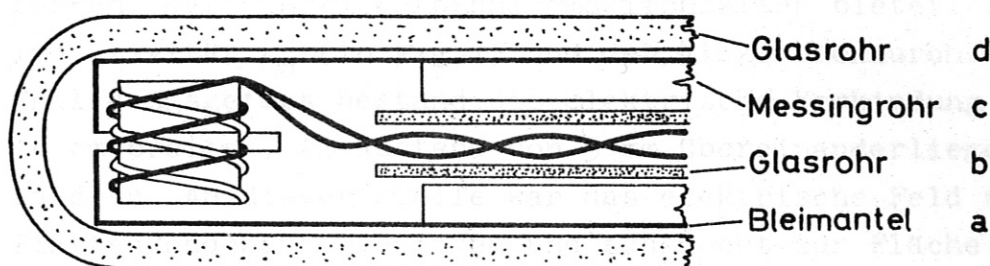


Fig.11 Aufbau der Magnetfeldsonde

Die Isolierung gegen das Plasma bildete ein an der Sonde und ihrer Zuleitung dicht anliegendes Glasröhrchen d von 1,8 mm Aussendurchmesser. Eine vakuumdichte Durchföhrung war so konstruiert, dass man die Sonde bequem an jede Stelle des Entladungsgefässes verschieben konnte.

Bevor das Meßsignal auf dem Oszillographen anlangte, wurde es in einem Rechenverstärker integriert, so dass das Messergebnis proportional der axialen Komponente des Magnetfeldes in der Sondenspule war.

c) Lichtmessung: Um die relative Lage zwischen Magnetfeldern und Leuchterscheinungen festzustellen, wurden zu den Magnetfeldmessungen gleichzeitig lichtelektrische Messungen mit einem RCA-Photomultiplier Typ 1 P 22 durchgeführt. Die Spannung für den Multiplier wurde aus kleinen Trockenbatterien entnommen, die mit dem Multiplier zusammen in einem geschlossenen Abschirmrohr eingebaut waren. Diese Art der Spannungsversorgung erwies sich als sehr praktisch und wenig störanfällig.

Zwei Blenden begrenzten den bei der Lichtmessung erfassten Bereich des Plasmas auf einen Kanal von 3 mm Durchmesser. Die Blenden waren so justiert, dass dieser Kanal senkrecht zum Entladungsgefäß verlief und den Ort der Magnetfeldsonde erfasste.

d) Spannungsmessungen: Die Schwierigkeit bei einer direkten Spannungsmessung liegt in der Abschirmung des Messkreises gegen induzierte Störspannungen. Es ist deswegen notwendig, die Messung von vornherein an einem Ort des Entladungskreises durchzuführen, der günstige Abschirmmöglichkeiten bietet. Zwischen der Induktivität  $L_0$  (in Fig.7) und der Elektrodendurchführung zum Entladungsgefäß bestand die elektrische Verbindung aus zwei 14 cm breiten, im Abstand von 3 mm übereinanderliegenden Kupferbändern. An dieser Stelle war das elektrische Feld wie in einem Plattenkondensator homogen und senkrecht zur Fläche der Bandleiter gerichtet. Ein Ohmscher Spannungsteiler (in Fig.7) teilte die dort zwischen den Bandleitern herrschende Spannung im Verhältnis von etwa 150:1, so dass sie bequem gemessen werden konnte.

Der äussere Leiter des Spannungsteilers war gleichzeitig Abschirmrohr, das an einem Ende vollständig mit dem unteren Bandleiter verbunden war. In der Achse dieses Rohres befand sich eine Kette von zehn Vitrom-Widerständen (Gesamtwiderstand 8 kOhm) deren Anfang an den oberen Bandleiter angeschlossen und durch eine Kunstharzmuffe vom unteren Bandleiter isoliert wurde. Ein 52 Ohm Kabel setzte die Widerstandskette am Ende des Abschirmrohres fort und bildete den zweiten Widerstand des Teilers. Dieser Spannungsteiler arbeitete ohne kapazitive Kompensation linear bis zu einer Frequenz von 5 MHz.

e) Strommessungen: Der zeitliche Verlauf des gesamten Entladungstromes wurde mit einer Rogowski-Spule gemessen, die an der Induktivität  $L_0$  die Leitung des Entladungskreises umfasste. Die Rogowski-Spule hatte einen Durchmesser von 4 cm und war auf einen Kern von 2 mm  $\emptyset$  gewickelt. Ihre Induktivität betrug  $1 \mu H$ .

Ein geschlitzter Bleimantel sorgte für die Abschirmung gegen elektrische Felder. Es wurde kontrolliert, dass die Anzeige der Spule gleich blieb, wenn man ihre Lage relativ zum stromführenden Leiter änderte. Wie im Fall der Magnetfeldsonde wurde das Meßsignal mit einem Rechenverstärker integriert.

f) Momentaufnahmen: Für Momentaufnahmen der Leuchterscheinungen standen Bildwandlerkameras zur Verfügung mit Belichtungszeiten bis zu 20 nsec und einer Bildablenkung für drei Einzelbilder bei kürzester Bildfolge von 50 nsec.

g) Druckmessungen: Druckmessungen im Plasma wurden mit einer Piezo-Sonde durchgeführt, die von K.Büchl (11) entwickelt und gebaut wurde. Die Sonde hatte eine Empfindlichkeit von 9300 Torr pro Volt und eine Anstiegszeit von  $0,5 \mu\text{sec}$ . Ein Quarzstab übertrug den zu messenden Druck auf eine Piezo-Schicht, deren Spannung durch einen Kathodenfolger an das Messkabel angepasst wurde.

### III.6 Vorversuche zur Ermittlung des günstigsten Arbeitsbereiches der Lauffunkenstrecke

Die in den vorhergehenden Kapiteln angestellten Überlegungen waren unabhängig von den Eigenschaften des Arbeitsgases. Bei den Experimenten stellte es sich nun heraus, dass sich eine homogene Stromschicht in der Lauffunkenstrecke nur unter ganz bestimmten Druckbedingungen, die noch von der Art des verwandten Gases abhängen, erreichen liess. Um die Experimente nicht zu unübersichtlich werden zu lassen, wurde daher stets Argon als Füllgas benutzt. Die Ladespannung des Energiespeichers betrug stets 14 kV für alle Versuche.

a) Das Durchzünden der Entladung: Erste Voraussetzung für das Experiment war die Ausbildung einer dünnen, homogenen Entladungsschicht am Anfang der Lauffunkenstrecke, die den ganzen Querschnitt des Elektrodensystems erfüllen musste. Dies lässt sich nicht unter allen Umständen erreichen, so dass die Durchzündung der Entladung zunächst untersucht werden musste.

Unmittelbar nach Anlegen der Spannung an das Elektrodensystem werden sich im ganzen Entladungsraum der Lauffunkenstrecke Vor-entladungen (streamer) ausbilden, die überall in einen Durchschlag übergehen können. Der erste Durchschlag wird aber trotzdem im allgemeinen am Anfang der Lauffunkenstrecke erfolgen. Wäre dies nicht der Fall, so würde sich bei wachsendem Strom entlang der Lauffunkenstrecke ein induktiver Spannungsabfall ausbilden, wodurch ein Durchschlag am Anfang der Lauffunkenstrecke wieder bevorzugt würde.

Auf Schmierphotographien kann man derartige Vorgänge gut beobachten. Bei Füllgasdrucken kleiner als  $10^{-3}$  Torr findet man tatsächlich eine Reihe getrennter Durchschlagzonen, die über die ganze Lauffunkenstrecke verteilt sind; zum Ende allerdings schwächer werden. In Fig.12a ist ein derartiger Vorgang in einem Schmierphoto zu sehen. Die Abzissen-Richtung gibt wie bei allen folgenden Bildern einen Ausschnitt längs des Entladungsrohres wieder, die Zeit läuft nach unten. Man erkennt mehrere Durchschläge bei Beginn der Entladung, die zu späteren Zeiten grösstenteils in einen Entladungskanal hineinwachsen. Ausserdem sind zwei Nachzündungen am Anfang der Lauffunkenstrecke zu sehen.

Der Durchschlag in mehreren Zonen hängt vermutlich damit zusammen, dass bei zu geringem Druck nicht genügend Ladungsträger in einem Kanal gebildet werden können, um den Gesamtstrom zu übernehmen.

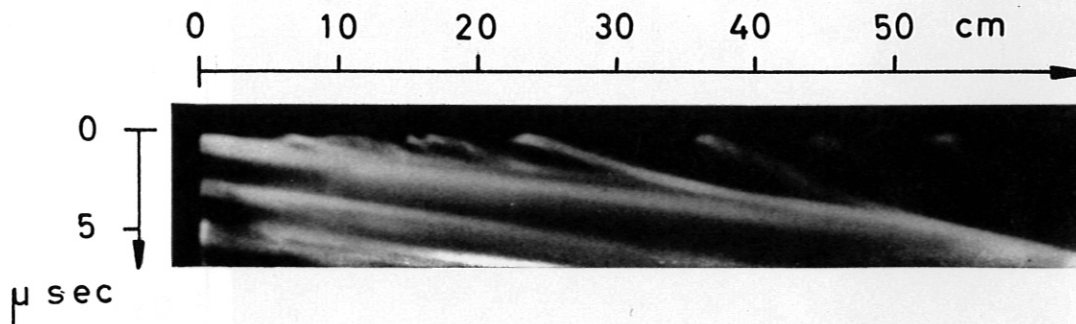
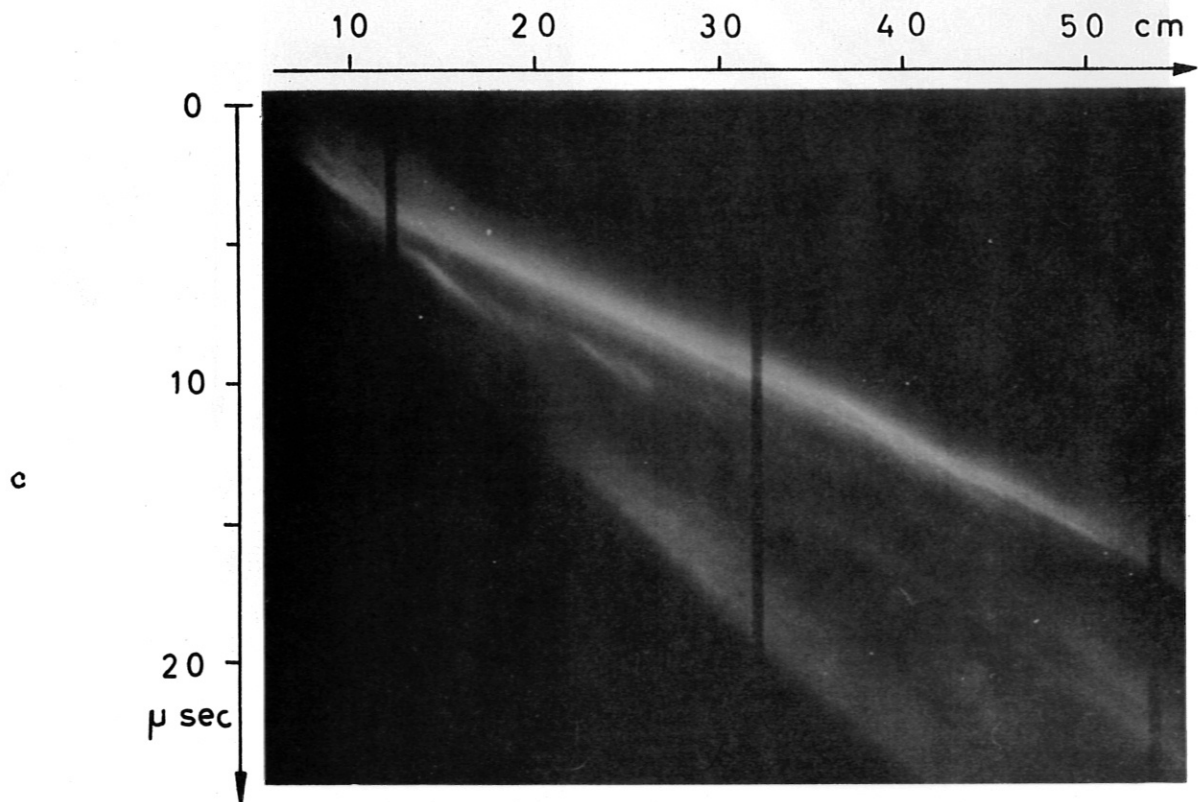
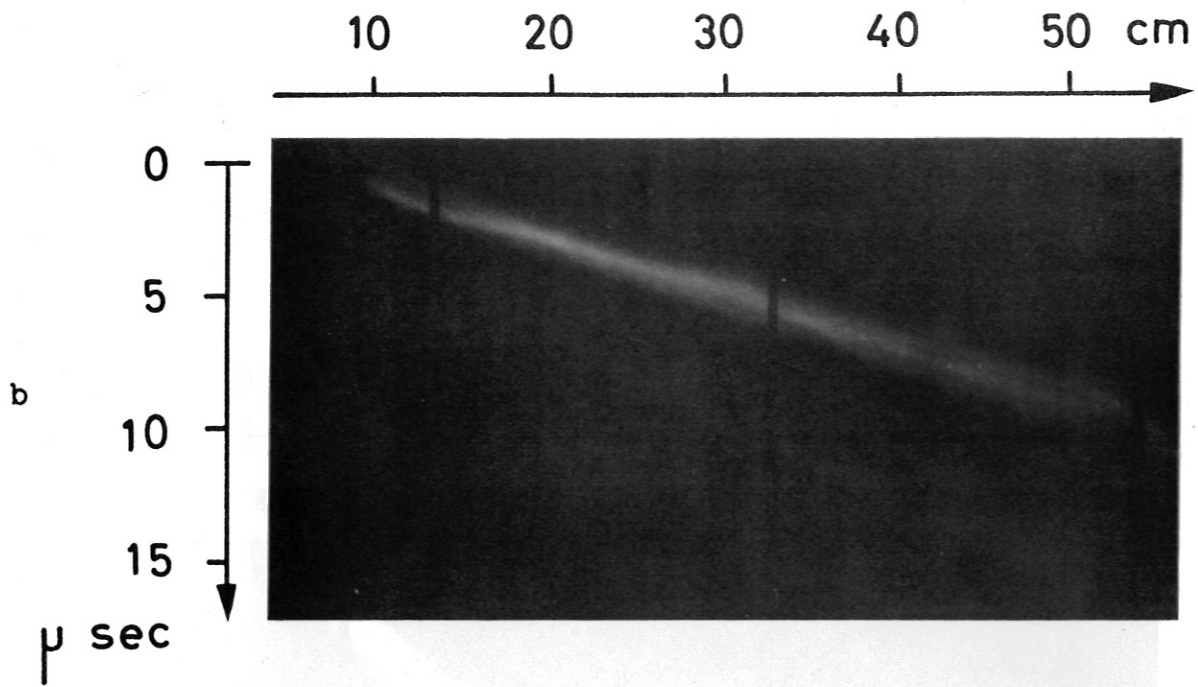
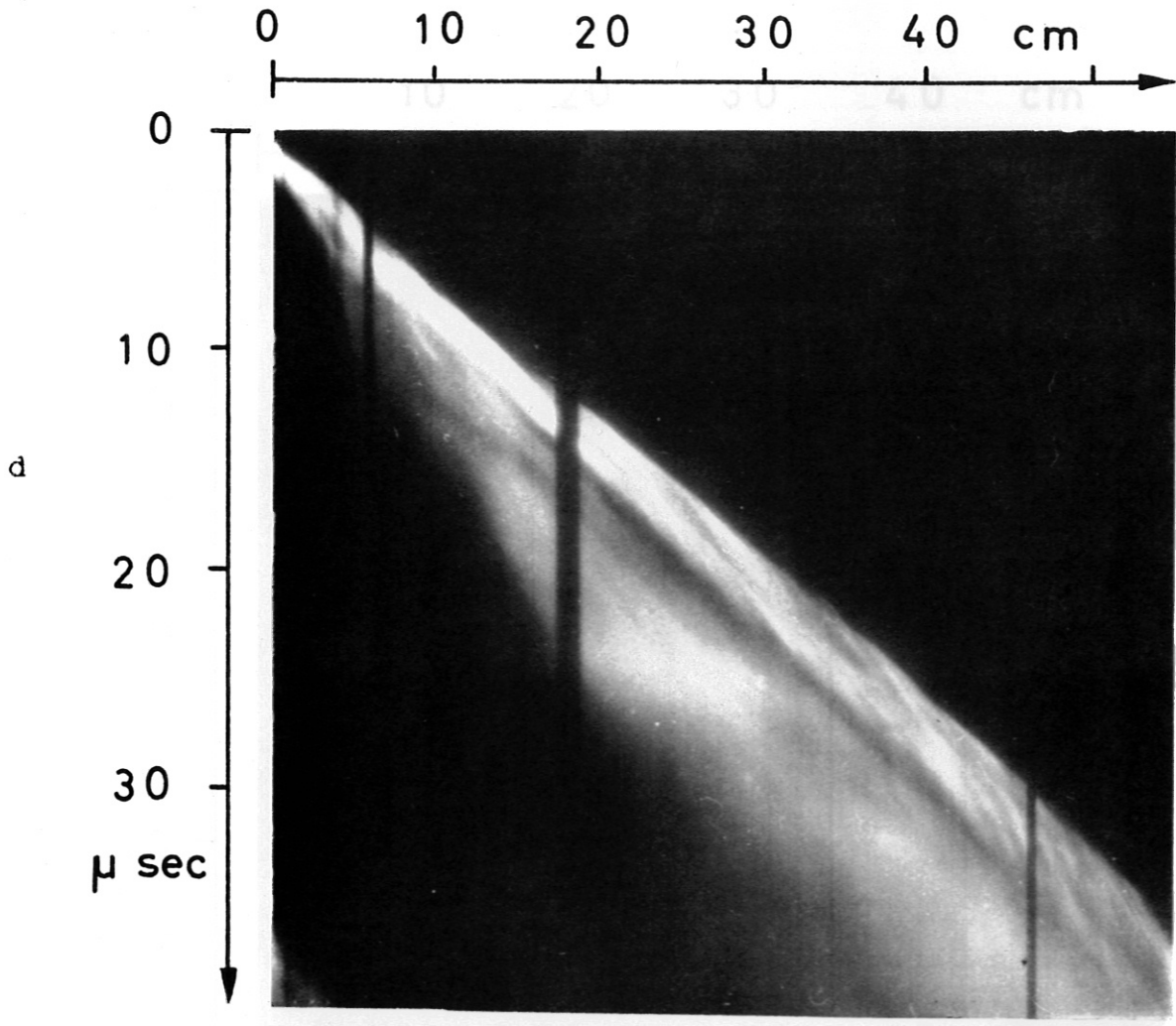
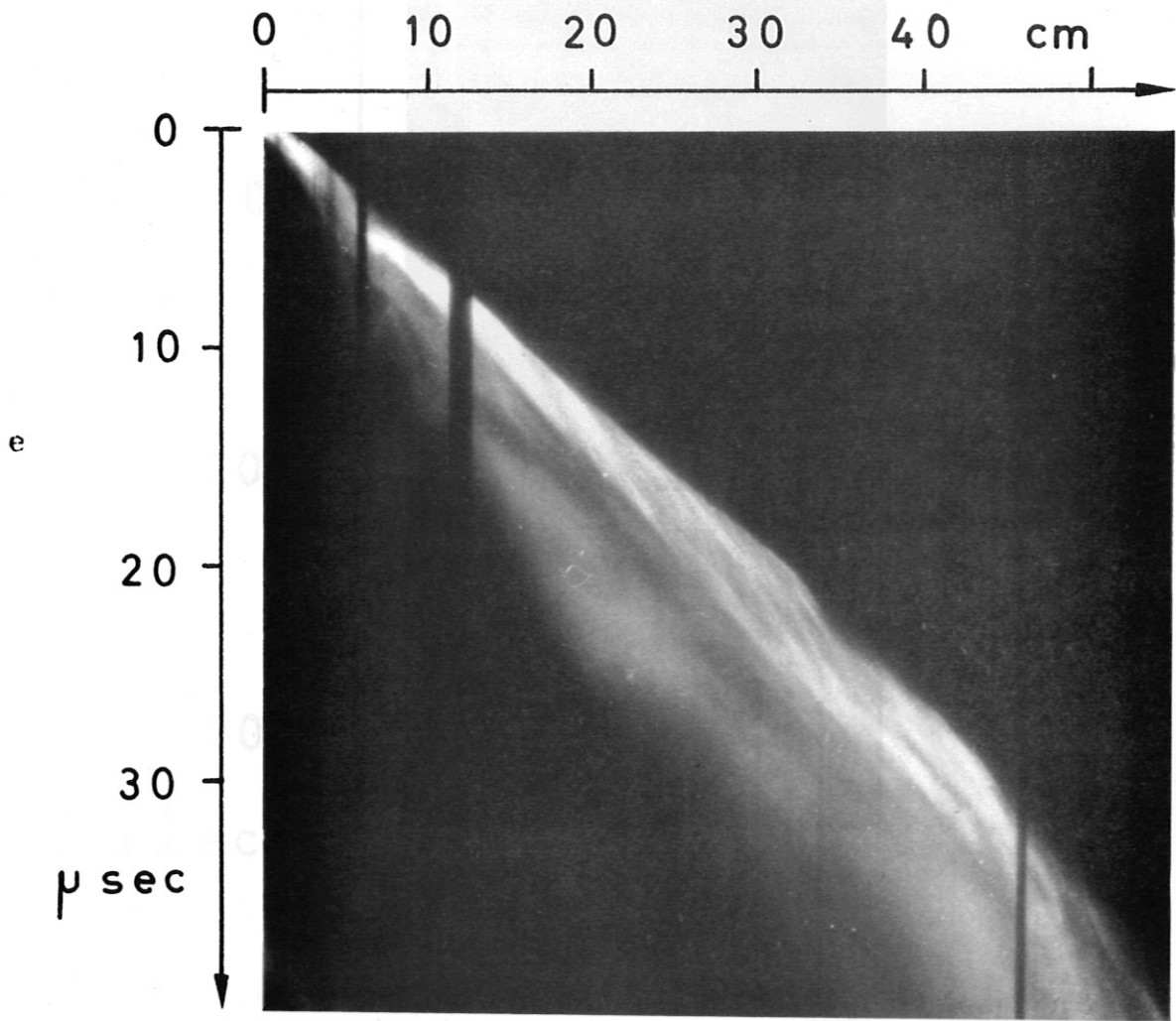


Fig.12a Durchschlag in mehreren Zonen







Langsdruken  $n_1$  ...  
a)  $p_1 = 0,1$  Torr  
b)  $p_1 = 0,2$  Torr  
c)  $p_1 = 0,5$  Torr  
d)  $p_1 = 1,0$  Torr  
e)  $p_1 = 2,0$  Torr  
f)  $p_1 = 3,0$  Torr

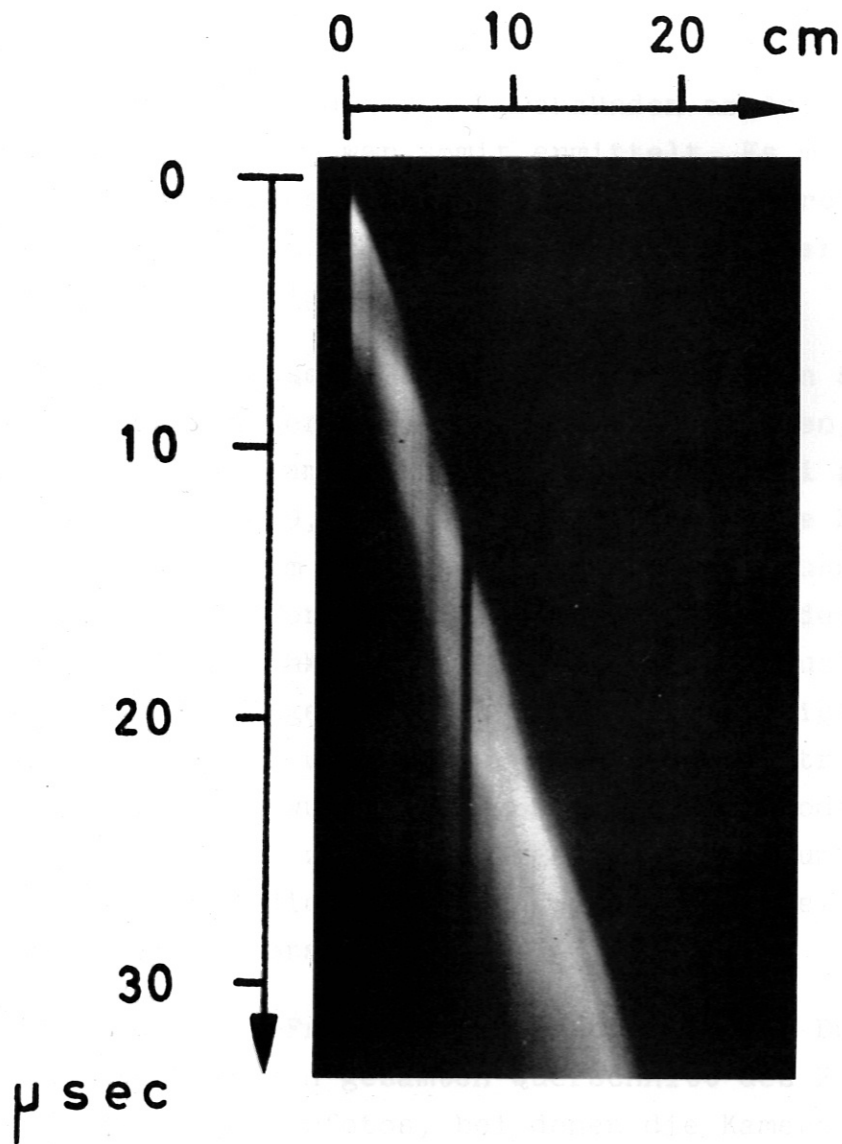


Fig.12a-f Schlierenphotos von der Seite bei verschiedenen Ausgangsdrucken  $p_1$

- |                  |                 |                           |
|------------------|-----------------|---------------------------|
| a) $p_1 < 0,005$ | b) $p_1 = 0,01$ | c) $p_1 = 0,1$            |
| d) $p_1 = 0,34$  | e) $p_1 = 0,34$ | f) $p_1 = 3 \text{ Torr}$ |



Oberhalb eines Ausgangsdruckes von etwa  $5 \cdot 10^{-3}$  Torr findet man dagegen stets ein normales Durchzünden am Anfang der Entladungsstrecke. Dies ist sehr gut in den Figuren 12b bis 12f zu sehen, bei denen der Ausgangsdruck von 0,01 Torr bis 3 Torr variiert wurde.

Der Druckbereich, in dem das Durchzünden am Anfang der Lauffunkstrecke geschieht, war somit ermittelt. Es musste darüber hinaus noch sichergestellt werden, dass der Durchschlag auch homogen über den ganzen Querschnitt und in einer möglichst dünnen Schicht erfolgte.

Dies liess sich bequemer an kürzeren Elektroden studieren: Schmierfotos, von der Seite aufgenommen, zeigten, dass der Durchschlag gleich am Anfang der Entladung bei parallelen Elektroden (Breite 9,5 cm, Abstand 2,5 cm) eine Elektrodenlänge von etwa 10 cm erfasste (untersuchter Druckbereich:  $5 \cdot 10^{-3}$  bis  $5 \cdot 10^{-1}$  Torr). Bei Elektroden aber, deren Abstand sich unter einem Winkel von  $15^\circ$  erweitert, reduzierte sich die Durchschlagslänge auf etwa 5 cm. Fig.13 zeigt den Vergleich zwischen parallelen und sich erweiternden Elektroden. Bei allen weiteren Versuchen wurde deswegen eine Elektrodenanordnung benutzt, die sich bis zu einer Länge von 8,5 cm unter  $15^\circ$  erweiterte. Dann waren die Elektroden wieder parallel mit dem in Fig.6 gezeigten Querschnitt.

Nun blieb noch die Frage zu untersuchen, ob der Durchschlag gleichmässig über den gesamten Querschnitt des Entladungsraumes erfolgte. Schmierfotos, bei denen die Kamera von vorne zwischen die Elektroden blickte, ergaben folgendes Bild:

Der Durchschlag setzt im Bereich niedrigen Druckes bis etwa 1 Torr gleichmässig über den ganzen Querschnitt ein (Fig.14a). (Die zwei durch einen Pfeil markierten Störungen wurden durch kleine Unterbrechungen in der Elektrodendurchführung hervorgerufen.) Bei höherem Druck dagegen trennte sich die Entladung in zwei unscharfe Hälften (Fig.14b), um dann bei weiter steigendem Druck einzelne Kanäle auszubilden (Fig.14c).

Zusammenfassend hat sich also ergeben, dass im Druckbereich von etwa  $5 \cdot 10^{-3}$  bis 1 Torr Ausgangsdruck der Durchschlag in einer dünnen, homogenen Schicht am Anfang der Lauffunkens-  
strecke erfolgt.

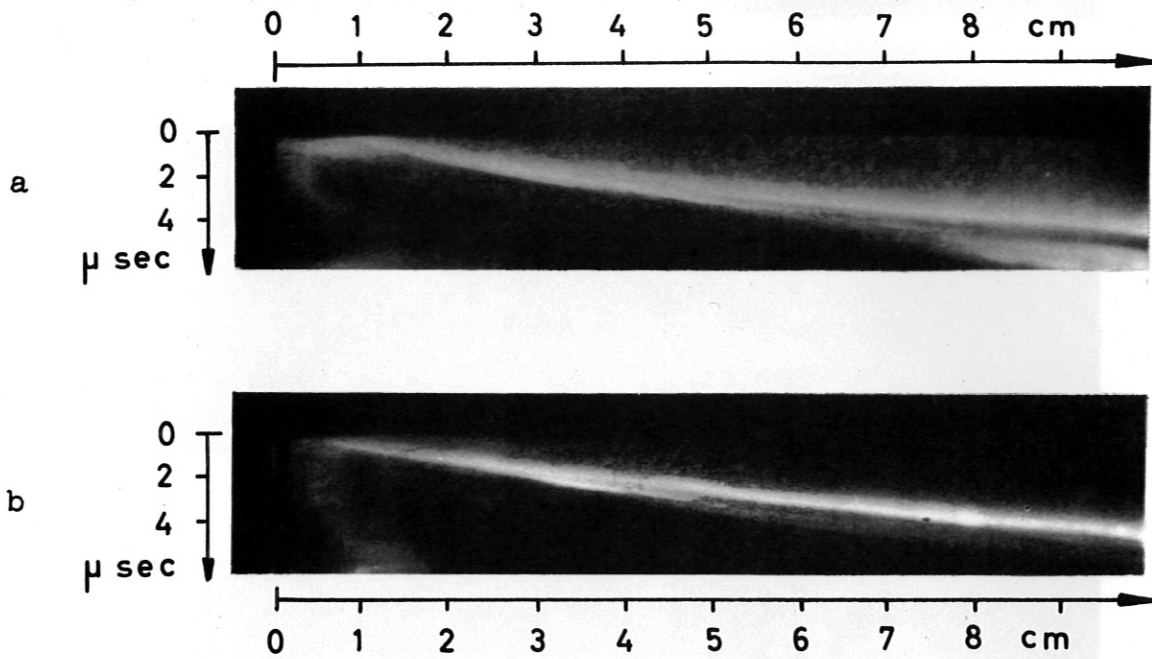


Fig.13 Schlierenphotos bei a) parallelen Elektroden  
b) sich erweiternden Elektroden

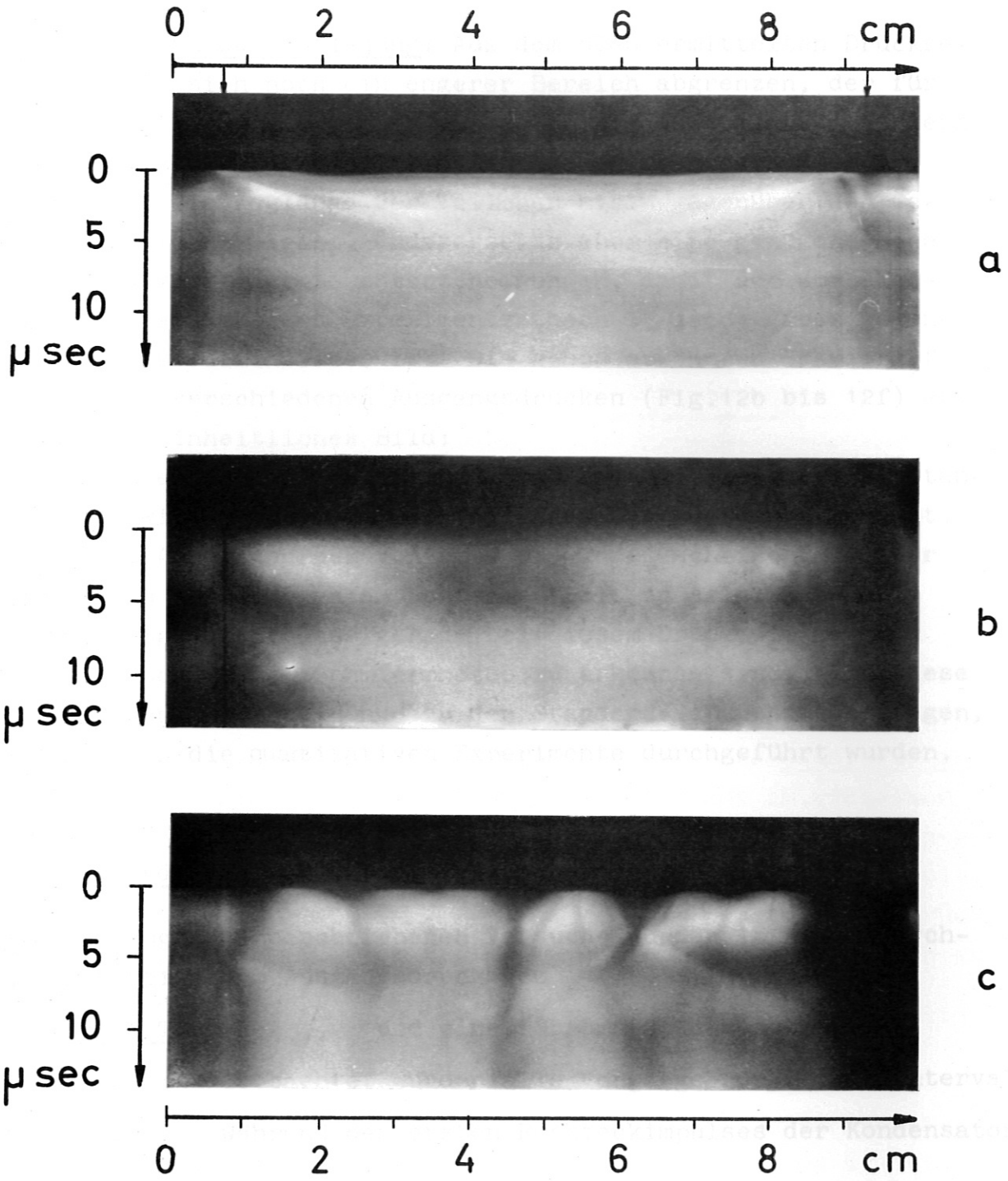


Fig.14 Der Durchschlag bei verschiedenen Ausgangsdrücken  $p_1$  von vorne gesehen  
a)  $p_1 = 0,1$  Torr    b)  $p_1 = 3$  Torr    c)  $p_1 = 10$  Torr

b) Das Laufen der Entladung: Aus dem oben ermittelten Druckbereich lässt sich noch ein engerer Bereich abgrenzen, der für ein quantitatives Experiment am besten geeignet ist. Zu fordern ist nämlich einerseits ein möglichst hoher Druck, damit die mittlere freie Weglänge der Teilchen klein gegenüber den Gefäßdimensionen bleibt, andererseits aber eine genügend hohe Geschwindigkeit der Leuchterscheinungen, damit der zurückgelegte Weg am Ende des Experiments (nach  $35 \mu\text{sec}$ ) gross gegenüber den Querdimensionen ist. Die schon erwähnten Schmieraufnahmen bei verschiedenen Ausgangsdrucken (Fig. 12b bis 12f) ergaben ein einheitliches Bild:

Die Leuchterscheinungen bewegen sich alle mit zeitlich konstanter Geschwindigkeit, die mit fallendem Ausgangsdruck zunimmt. Bei einem Ausgangsdruck von etwa  $0,3$  Torr scheinen die hier gestellten Vorderungen am besten erfüllt zu sein. Darüber hinaus zeigt sich, dass gerade bei diesem Druck die meisten Einzelheiten in den Schmierphotos zu erkennen sind. Alle diese Gesichtspunkte führten nun zu den Standard-Versuchsbedingungen, unter denen die quantitativen Experimente durchgeführt wurden.

### III.7 Standard-Versuchsbedingungen und Reproduzierbarkeit

Alle im folgenden beschriebenen Versuche wurden in Argon durchgeführt bei einem Ausgangsdruck von

$p_1 = 0,34$  Torr und einer Stromstärke von

$I = 60$  kA . Beobachtet wurden alle Vorgänge nur im Zeitintervall

$\tau = 35 \mu\text{sec}$  während des ersten Rechteckimpulses der Kondensatorbatterie.

Die Oszillogramme (Fig. 15) des Entladungsstromes (integriertes Signal der Rogowski-Spule) und der Spannung an der Lauffunkenstrecke (Signal vom Spannungsteiler) zeigen einen fast rechteckförmigen Verlauf, so dass das Experiment (erstes Rechteck) von der Energieversorgung her unter zeitlich konstanten Verhältnissen ablief.

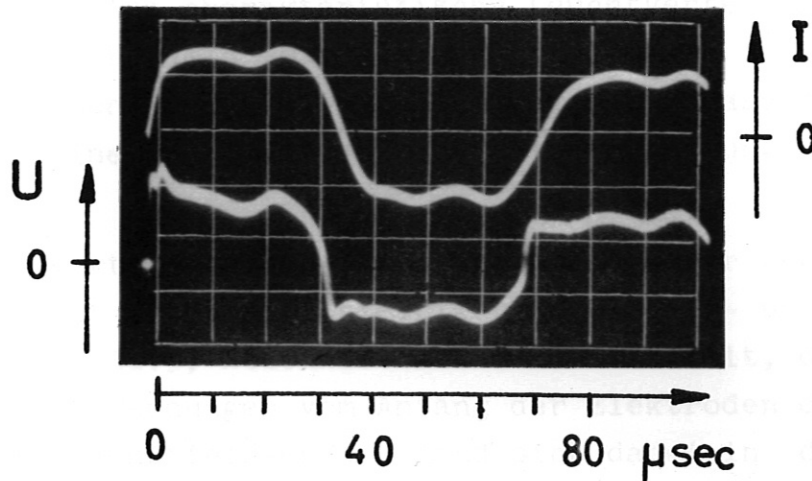


Fig.15 Strom- und Spannungsverlauf an der Lauffunkenstrecke

Die Schmierphotos 12d und 12e zeigen konstante Geschwindigkeit der Leuchterscheinung, so dass das Experiment als quasi-stationär zu betrachten ist. Die Leuchterscheinung besteht im einzelnen aus einer hell-leuchtenden, schmalen Zone am Anfang, der ein weniger leuchtender, einigermaßen homogener Bereich folgt, welcher etwa halb so breit ist, wie der von der Leuchtfront zurückgelegte Weg. Die Geschwindigkeit der Leuchtfront ergibt sich aus den Schmierphotos im Mittel zu

$$\underline{v_1 = 1,6 \text{ cm}/\mu\text{sec}}$$

Die Vorversuche, wie auch alle folgenden Messungen waren von Entladung zu Entladung gut reproduzierbar. Eine Ausnahme bildeten lediglich die feineren Strukturen, die in der hell-leuchtenden, schmalen Zone der Schmierphotos (Fig.12d und Fig.12e) zu erkennen sind. Diese Strukturen waren nicht vollkommen reproduzierbar, wie der Vergleich dieser beiden Aufnahmen zeigt, die im Abstand von einigen Tagen aufgenommen wurden. Es stellte sich heraus, dass diese Strukturen vom Zustand der Elektrodenoberfläche abhingen. Durch Säubern der Elektroden mit feinem Schmiergelpapier konnte erreicht werden, dass sie fast vollkommen verschwanden (Fig.26).

### III.8 Stromschicht und Leuchtfront

Unter den Standard-Versuchsbedingungen entsteht in der Lauf-funkenstrecke eine charakteristische Leuchtverteilung in Längs-richtung, die bereits im vorigen Kapitel durch die Schmierpho-tos beschrieben wurde. Die Annahme lag nahe, dass dieser Leucht-vertelung eine charakteristische Stromverteilung zugeordnet ist.

Diese Stromverteilung und ihre Lage relativ zur Leuchterschei-nung wurde mit Hilfe gleichzeitiger Magnetfeld- und Lichtmessun-gen (Kapitel III.5, Abschnitt b und c) ermittelt, die in ver-schiedenen Entfernungen vom Anfang der Elektroden durchgeführt wurden. Die Magnetfeldsonde befand sich dabei in der Mitte des Entladungsgefäßes.

Typische Oszillogramme dieser Messungen, aufgenommen in 10 cm, 20 cm und 28 cm Entfernung vom Anfang der Lauffunkenstrecke, sind in Fig. 16 dargestellt. Nach unten sind die integrierte Spannung der Magnetfeldsonde und nach oben das Photomultiplier-Signal aufgetragen. Der Zweistrahl-Oszillograph wurde beim Ein-setzen der Entladung getriggert.

Diese Messungen zeigen, dass der wesentliche Strom während der ganzen Entladung in einer relativ dünnen Schicht am Anfang der Leuchterscheinung fließt, dass die Stromschicht also mit der auf den Schmierphotos in Fig. 12d und 12c gut erkennbaren, schma-len helleuchtenden Frontzone identisch ist.

Mit diesem Ergebnis ist bereits die theoretische Vorhersage von Kapitel II.2 experimentell bestätigt:

Unter den Standard-Versuchsbedingungen existiert kein magne-tischer Kolben, sondern das magnetische Feld dringt bis an die vordere Front des Plasmas durch.

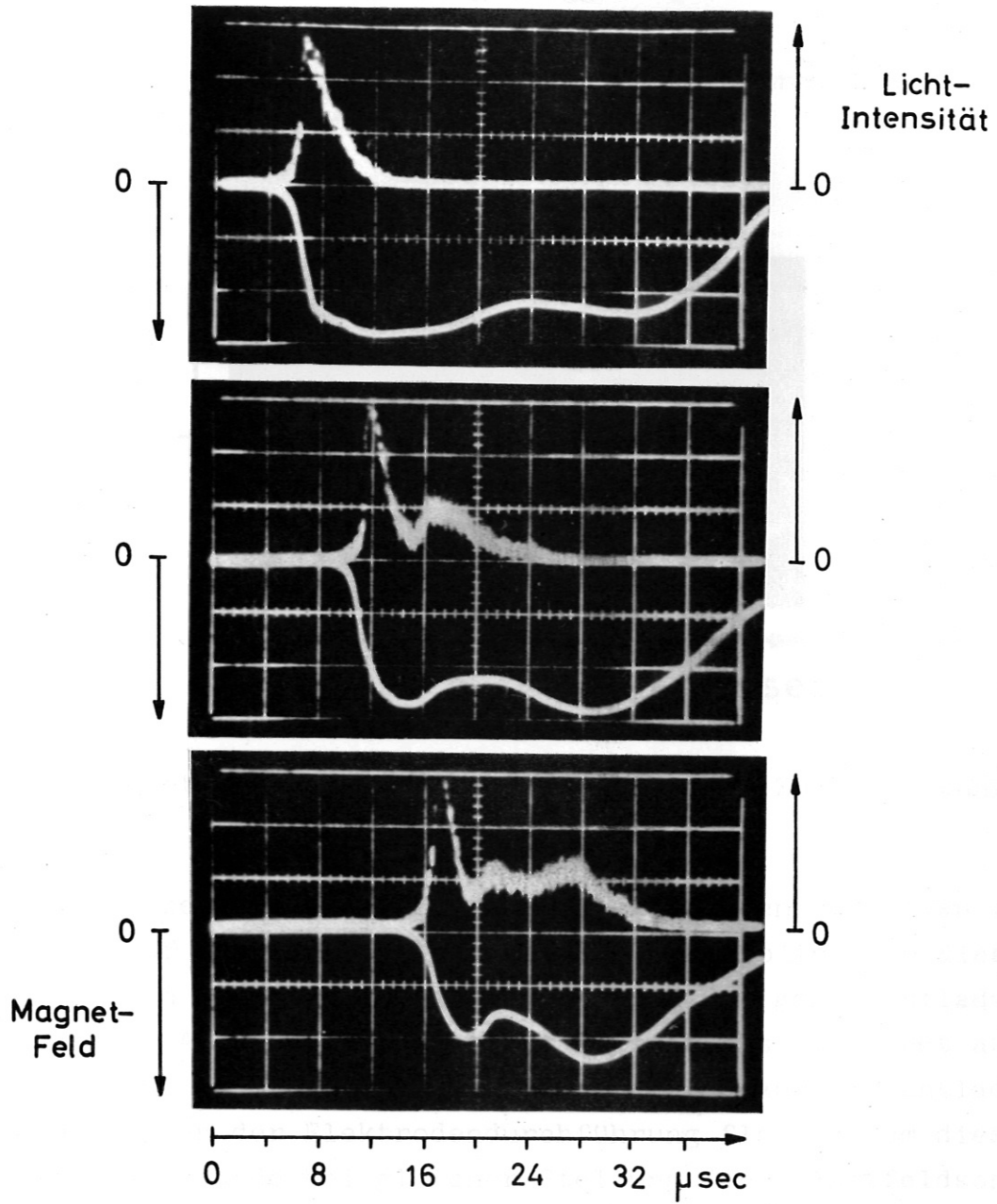


Fig.16 Magnetfeld-Licht-Oszillogramme in verschiedenen Abständen vom Anfang der Lauffunkenstrecke

Im folgenden soll die Stromverteilung noch etwas genauer untersucht werden. Fig.17 zeigt das Magnetfeld-Licht-Oszillogramm in grösserer Zeitauflösung, wobei der Oszillograph erst kurz vor dem Einsetzen der Signale getriggert wurde. Man erkennt genauer, dass das Magnetfeld nahezu linear auf seinen konstanten Wert anwächst. Die Stromdichte hat deshalb innerhalb der Stromschicht also einen konstanten Wert.

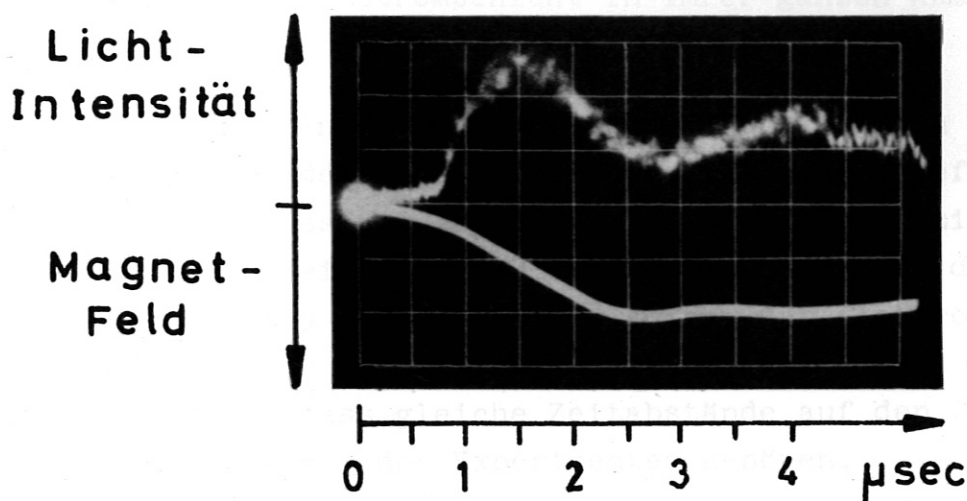


Fig.17 Magnetfeld-Licht-Messung in grösserer Zeitauflösung

Die bisher gezeigten Oszillogramme gaben nur den relativen zeitlichen Verlauf des Magnetfeldes wieder. Deshalb ist aus diesen Oszillogrammen nicht zu entnehmen, ob auch der ganze Entladungsstrom von 60 kA in der Stromschicht fliesst. Es war nicht auszuschliessen, ob nicht Teilströme über die Glaswand des Entladungsgefässes oder an der Elektrodendurchführung flossen. Um dies zu kontrollieren, wurde bei gleicher Stellung der Magnetfeldsonde zunächst der zeitliche Verlauf des Magnetfeldes unter den Standardbedingungen oszillographiert, unmittelbar darauf das Entladungsrohr mit Atmosphärendruck gefüllt, das hintere Ende der Lauffunkenstrecke metallisch kurzgeschlossen und die Messung wiederholt. Es war hierdurch sichergestellt, dass im letzten Fall der Gesamtstrom über die Elektroden und den metallischen Kurzschluss floss. Der Vergleich der Maximal-(Plateau-)Werte des Magnetfeldsignals ergab identische Werte zwischen beiden Messungen.



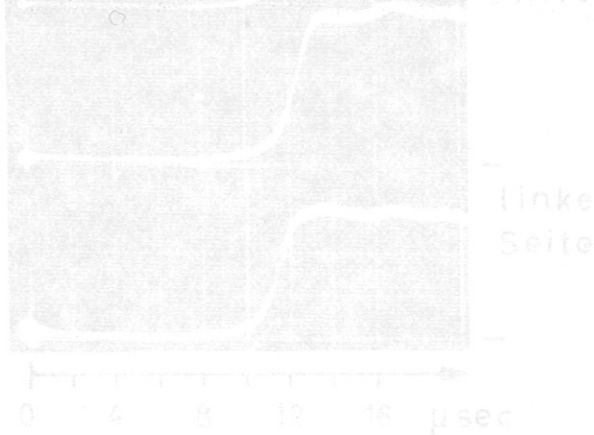
Hieraus ist zu schliessen, dass unter den Standard-Versuchsbedingungen die Stromschicht im Plasma den gesamten Entladungsstrom führt.

### III.9 Neigung der Stromschicht

Die Messung der Stromverteilung im vorigen Kapitel beschränkte sich auf die Achse des Entladungsgefässes. Weiter mussten die Eigenschaften der Stromschicht in ihrer ganzen Ausdehnung untersucht werden.

Dieses geschah in der Weise, dass mit der kleinen Magnetfeldsonde verschiedene Querschnitte des Entladungsgefässes von Schuss zu Schuss abgetastet wurden. Typische Oszillogramme dieser Messungen zeigen Fig.18 und Fig.19. Hier war der abgetastete Querschnitt 9 bzw. 18 cm vom Anfang der Elektroden entfernt. Der Oszillograph wurde extern durch das Einsetzen der Entladung getriggert, so dass gleiche Zeitabstände auf den Oszillogrammen zu gleichen Phasen des Experimentes gehören.

In Fig.18 wurde die Sonde senkrecht zur Elektrodenoberfläche (entlang der y-Achse in Fig.8) auf einem Durchmesser des Entladungsgefässes von der Anode zur Kathode hin verschoben. Man erkennt deutlich, dass die Magnetfeld-Front an der Kathode später die Sonde erreichte als an der Anode. Unter Benutzung der konstanten Geschwindigkeit der Stromschicht ( $1,6 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ ), liess sich aus diesen Oszillogrammen ein Momentbild der Stromschicht (gepunktetes Gebiet) gewinnen, das in Fig.20 dargestellt ist.



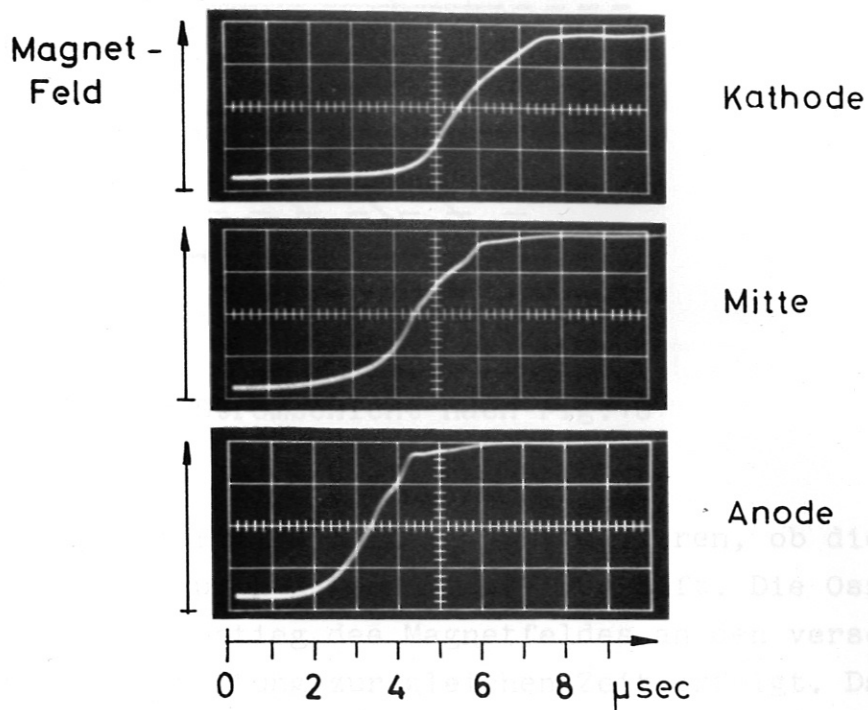


Fig.18 Verlauf der Stromschicht in y-Richtung (Fig.6)

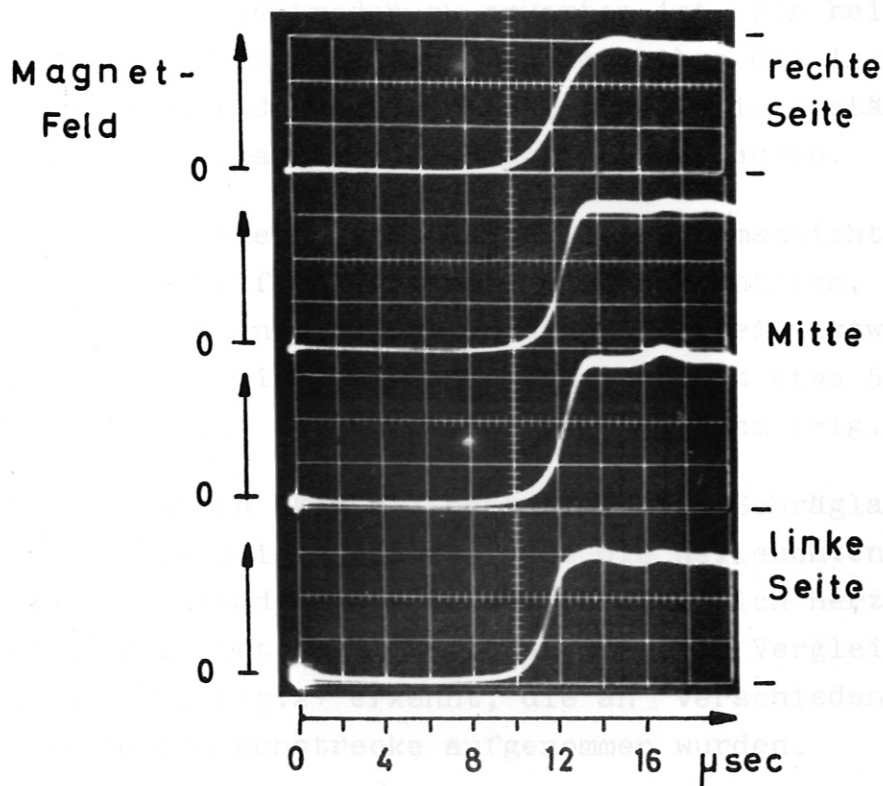


Fig.19 Verlauf der Stromschicht in x-Richtung (Fig.6)

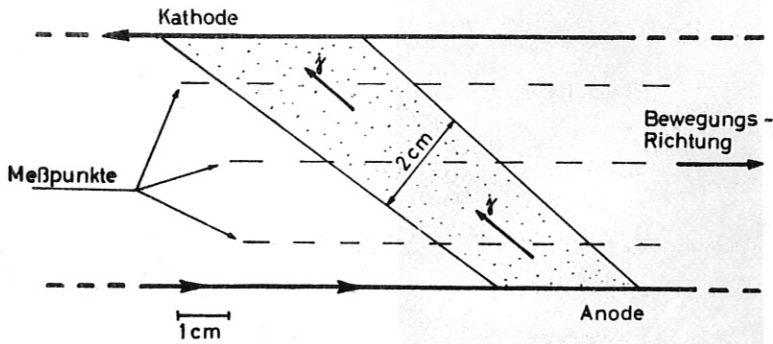


Fig.20 Bild der Stromschicht nach Fig.18

Die Messungen von Fig.19 sollten kontrollieren, ob die Stromschicht parallel zur x-Achse (Fig.8) verläuft. Die Oszillogramme zeigen, dass der Anstieg des Magnetfeldes an den verschiedenen Meßstellen in x-Richtung zur gleichen Zeit erfolgt. Daraus ist zu entnehmen, dass sich die Stromschicht tatsächlich parallel zur x-Richtung bewegt. Man erkennt ferner aus den verschiedenen Plateau-Werten der Signale, dass das Magnetfeld an den Rändern etwas schwächer ist als in der Mitte, wie es aufgrund der endlichen Breite der Elektroden zu erwarten ist. Die beiden mittleren Oszillogramme sind nacheinander am selben Ort in der Mitte zwischen den Elektroden aufgenommen worden. Sie bestätigen sehr gut die Reproduzierbarkeit des Magnetfeldverlaufes.

Die hier beschriebenen Eigenschaften der Stromschicht ändern sich entlang der Lauffunkenstrecke nur unwesentlich, so dass sie als quasi-stationär anzusehen sind. Der Neigungswinkel der Stromschicht gegen die senkrechte Lage beträgt etwa  $50^\circ$  und ihre Ausdehnung senkrecht zur Stromschicht etwa 2 cm (Fig.20).

Bildwandleraufnahmen (Fig.21) bestätigen die Schräglage der Stromschicht. Sie zeigen weiter, dass die helleuchtende Stromschicht an der Kathode einen Schweif hinter sich herzieht. Auch diese Erscheinung ist stationär, was man beim Vergleich der beiden Aufnahmen von Fig.21 erkennt, die an verschiedenen Stellen entlang der Lauffunkenstrecke aufgenommen wurden.

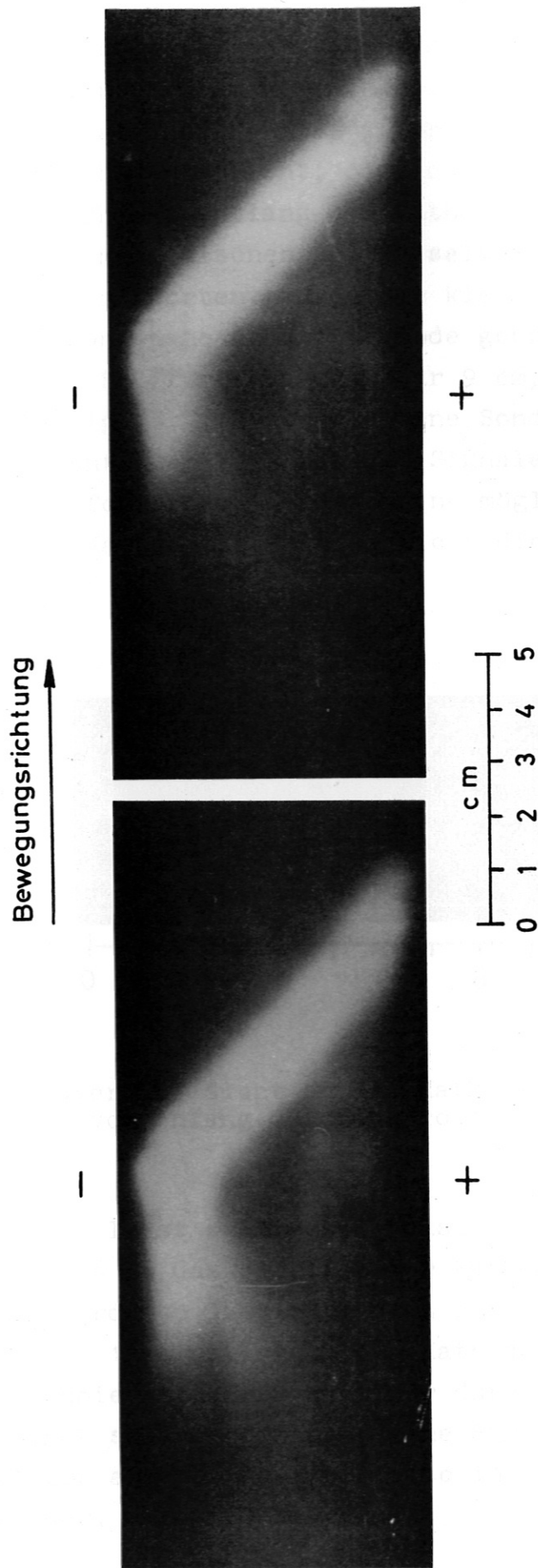


Fig. 21 Bildwandler-Aufnahmen der helleuchtenden Stromschicht

Das Auftreten eines Schweißs an der Kathode hätte dadurch hervorgerufen werden können, dass die Elektronen über eine wesentlich grössere Fläche aus der Kathode austreten, als es der Breite der Stromschicht entspricht, oder dass der Strom sogar in einer dünnen Gasschicht entlang der Kathodenoberfläche fliesst, anstatt den metallischen Leiter selbst zu benutzen. Um diese Fragen zu beantworten, wurde die kleine Magnetfeldsonde bis zur Berührung nahe an die Kathode gebracht. Der Abstand vom Anfang der Lauffunkenstrecke war 9 cm, wie bei den Oszillogrammen von Fig.18. Das so erhaltene Sondensignal (Fig. 22) fällt jedoch nicht aus der Serie der Signale von Fig.18 heraus, so dass man folgern kann, dass eine mögliche Stromschicht entlang der Kathode jedenfalls nicht dicker als 1 mm sein kann.

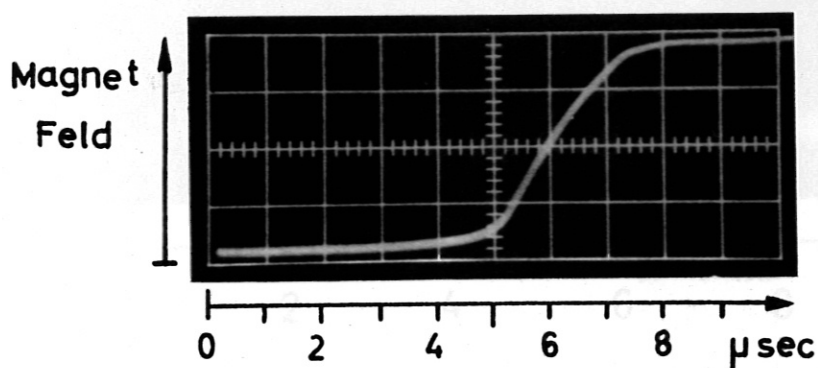


Fig.22 Magnetfeldverlauf dicht an der Kathode in 9 cm Entfernung vom Anfang der Elektroden

Ein weiterer Versuch lässt schliessen, dass überhaupt kein wesentlicher Stromfluss im Gas parallel zur Kathode auftritt: Die Schmierkamera wurde so justiert, dass der abgebildete Spalt in einem Abstand von 1 mm unterhalb der Kathode lag. In dieser Stellung wurden Schmieraufnahmen an einer durchgehenden Kathode gemacht und an einer solchen die über eine Strecke von 1 cm durch einen Isolator auf der ganzen Breite in ihrem Leitvermögen unterbrochen war.

In Fig.23 sind die Schmieraufnahmen beider Versuche gegenübergestellt. Der Isolator in der Kathode ist durch einen weissen Pfeil markiert.

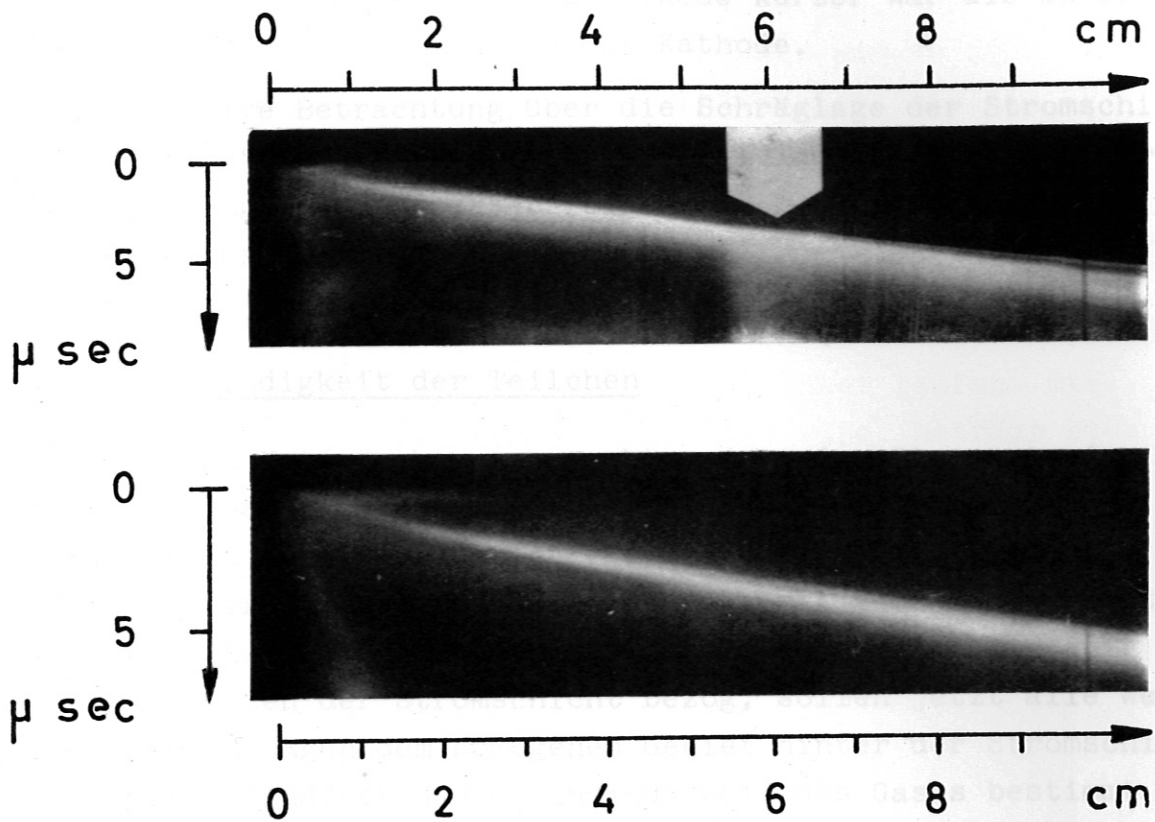


Fig.23 Schmieraufnahmen an einer unterbrochenen und einer durchgehenden Kathode.

Der Vergleich dieser Schmieraufnahmen zeigt, dass ein ständiges Leuchten an der Isolierstelle auftritt, sobald die Stromfront diese Stelle erreicht hat. Dieses Leuchten kann nur von einem zusätzlichen Strom herrühren, der die Isolierstelle überbrückt. Würde der Strom aber von vornherein schon in einer dünnen Gasschicht fließen, ohne die Kathode zu benutzen, so dürfte kein Unterschied zwischen den Schmierphotos vorhanden sein. Der Strom tritt also direkt aus der Kathode in das Plasma der schrägen Stromschicht ein. Damit kann der beobachtete Schweif an der Kathode nicht durch den Stromaustritt erklärt werden.

Alle in diesem Kapitel beschriebenen Besonderheiten der Stromschicht stellten sich als abhängig von der Polarität der Elektroden heraus. Beim Umpolen der Kondensatorbatterie wechselten die Bilder in symmetrischer Weise. Die Neigung der Stromschicht bzw. der Leuchtschicht war stets so gerichtet, dass der von der Schicht zurückgelegte Weg an der Kathode kürzer war als an der Anode. Der Schweif lag immer an der Kathode.

Eine quantitative Betrachtung über die Schräglage der Stromschicht und das Auftreten des Schweifs in den Bildwandleraufnahmen wird im Zusammenhang mit den später folgenden theoretischen Überlegungen durchgeführt.

### III.10 Geschwindigkeit der Teilchen

Die bisherigen Untersuchungen ergaben, dass das Plasma in der Lauffunkenstrecke aus der schmalen Frontzone der Stromschicht und dem nahezu homogenen Gebiet (Kapitel III.7, Fig. 12d und 12e) hinter der Stromschicht besteht, das mit zunehmender Zeit ständig anwächst. Während sich das letzte Kapitel allein auf die Eigenschaften der Stromschicht bezog, sollen jetzt alle weiteren Untersuchungen dem homogenen Gebiet hinter der Stromschicht gelten, wobei zunächst die Geschwindigkeit des Gases bestimmt werden soll.

Ein Hinweis auf eine mögliche Messmethode geben schon die Strukturen in der Stromschicht, wie sie in den Schmieraufnahmen der Figuren 12d und 12e zu sehen sind. Das Auftreten dieser Strukturen rührt vermutlich daher, dass die Stromschicht nicht ganz gleichmässig an den Elektroden entlangläuft, so dass sich Bereiche unterschiedlicher Helligkeit im Plasma bilden. Der Neigungswinkel der Struktur ist in solchen Fällen durch die Schwerpunkts- geschwindigkeit der Gasteilchen bestimmt, was aus Experimenten mit linearen Detonationswellen bekannt ist, wo häufig die besondere Form der "Spinning Detonation" (12) auftritt.

Ein definierter und ausgeprägter heller Bereich im Plasma läßt sich in der Lauffunkenstrecke leicht dadurch erzeugen, daß man die Stromschicht über eine Isolierstelle springen läßt. Um dieses zu erreichen, wurde an den Oberflächen beider Elektroden dünne Glaspalppen befestigt, welche die Elektroden über ihre ganze Breite und über eine Länge von 3 cm bedeckten. Die Lage der Glasplatten relativ zueinander war so gewählt, daß die schräge Stromschicht beide Platten gleichzeitig erreichte. Außerdem besaßen die Glasplatten schräg angeschliffene Kanten, damit sie dem strömenden Gas nur einen minimalen Widerstand boten. Fig.24 zeigt ein unter diesen Bedingungen aufgenommenes Schmierphoto. Die Glasplatten befanden sich an der durch den Pfeil markierten Stelle. Von dieser Stelle aus sieht man deutlich eine helle Spur nach rechts unten laufen. Die Teilchengeschwindigkeit, die so angezeigt wird, beträgt etwa 50 % der Leuchtfrontgeschwindigkeit.

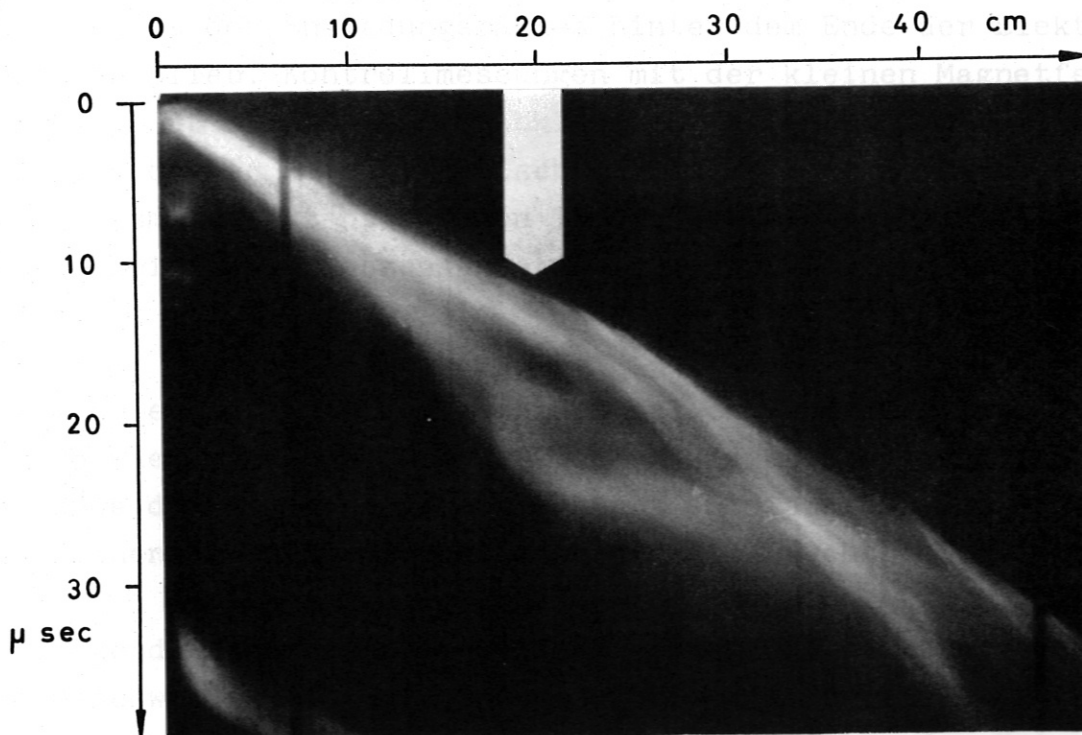


Fig.24 Messung der Teilchengeschwindigkeit durch Erzeugung einer hellen Spur.



Um eine Kontrolle für dieses Ergebnis zu haben, wurde die Teilchengeschwindigkeit noch nach einer anderen Methode bestimmt, nämlich durch Beobachtung des frei auslaufenden Plasmas, nachdem der antreibende Entladungsstrom in kurzer Zeit abgeschaltet war.

Dieses Abschalten läßt sich praktisch durchführen, obwohl der Entladungsstrom der Batterie nach dem ersten Impuls auf seinen negativen Wert durchschwingt. Es bildet sich nämlich beim Durchschwingen eine neue Stromschicht am Anfang der Elektroden aus, die den Entladungsstrom übernimmt. Das im Elektrodensystem noch vorhandene Magnetfeld klingt wegen der geringen Leitfähigkeit des Plasmas rasch ab. Um dieses zu beschleunigen, wurden die Elektroden der Lauffunkenstrecke an der Stelle abgeschnitten, an der sich die Leuchtschicht am Ende des ersten Stromimpulses befand, so daß sie beim Weiterlaufen immer mehr den Kontakt mit den Elektroden verlor. Zwei Glaswände sorgten dafür, daß der Querschnitt des Entladungsraumes hinter dem Ende der Elektroden erhalten blieb. Kontrollmessungen mit der kleinen Magnetfeldsonde zeigten, daß sich nach der Abklingzeit des ersten Stromimpulses von etwa 8  $\mu$ sec kein magnetisches Feld mehr im Bereich der ersten Plasmaschicht nachweisen ließ. Die Nachweisempfindlichkeit betrug bei diesen Messungen etwa 10 % der ursprünglichen Feldstärke.

Ein Schmierphoto der auslaufenden hellen Plasmaschicht ist in Fig.25 wiedergegeben. Der Punkt B in dieser Abbildung markiert das Ende der Elektroden. Man erkennt an dieser Stelle einen deutlichen Knick in der hellen Linie der Leuchtschicht.

Im folgenden soll noch diskutiert werden, ob es berechtigt ist, die Geschwindigkeit der Leuchtschicht nach dem Knickpunkt B mit der Schwerpunktschwindigkeit der Teilchen vor dem Knickpunkt gleichzusetzen:

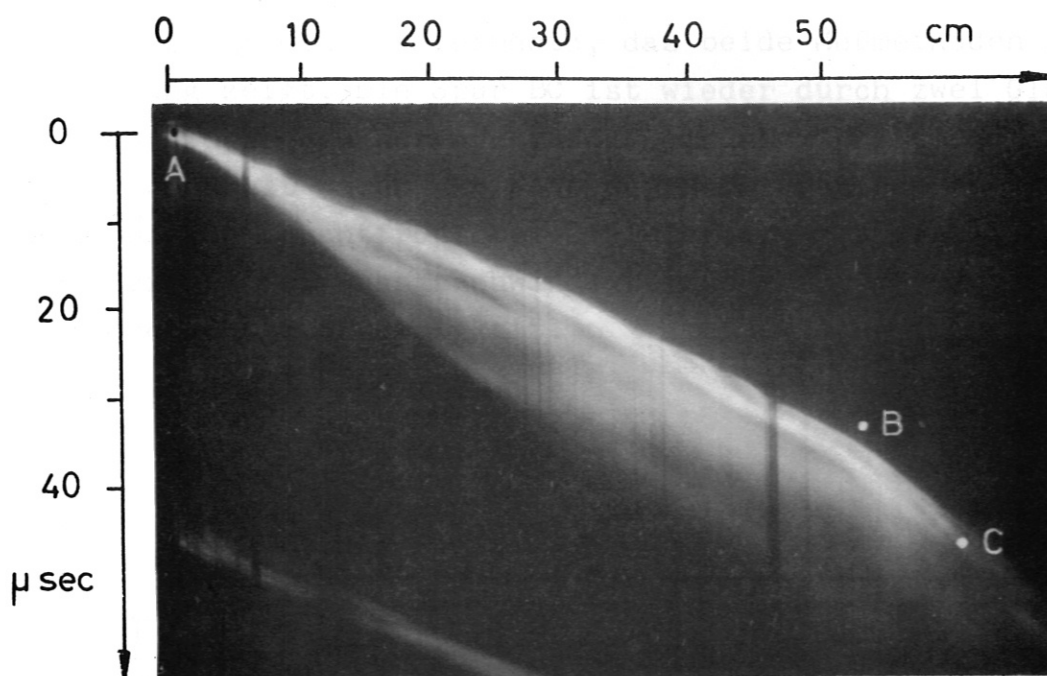


Fig.25 Messung der Teilchengeschwindigkeit durch die auslaufende Plasmaschicht.

Betrachtet man die Leuchtschicht, unmittelbar bevor der Strom verschwindet (kurz vor dem Punkt B), so markiert sie die endliche Masse einer etwa 4 cm dicken, hell leuchtenden Plasmaschicht. Es liegt sehr nahe, daß dieselbe Masse durch die Spur BC weiter angezeigt wird, da nach dem Punkt B keine Ohmsche Aufheizung mehr stattfindet, und sich außerdem die Breite des Leuchtbereiches über die relativ lange Strecke BC nur unwesentlich ändert. (Die Anregung anderen Gases zu einem vergleichbaren Leuchten mittels einer Stoßwelle liegt nicht vor). Da sich nun die Geschwindigkeit einer endlichen Masse nicht sprunghaft ändern kann, so zeigt die Spur BC auch die Geschwindigkeit des betrachteten Plasmas vor dem Knickpunkt B an.

Die Geschwindigkeit der Teilchen ergibt sich in Fig.25 aus der Spur BC in guter Übereinstimmung mit der ersten Meßmethode zu etwa 55 % der Geschwindigkeit der Leuchtfrent AB.

Fig.26 zeigt ein Schmierphoto, das beide Meßmethoden an einer Entladung zeigt. Die Spur BC ist wieder durch zwei Glasscheiben an den Elektroden hervorgerufen, die aber bei diesem Versuch nur 1 cm breit waren. Am Ende der Schmieraufnahmen knickt die auslaufende Leuchtfront bei D wieder ab. Man erhält nach diesem Versuch Teilchengeschwindigkeiten von 59 % bzw. 47 % der Stromschichtgeschwindigkeit.

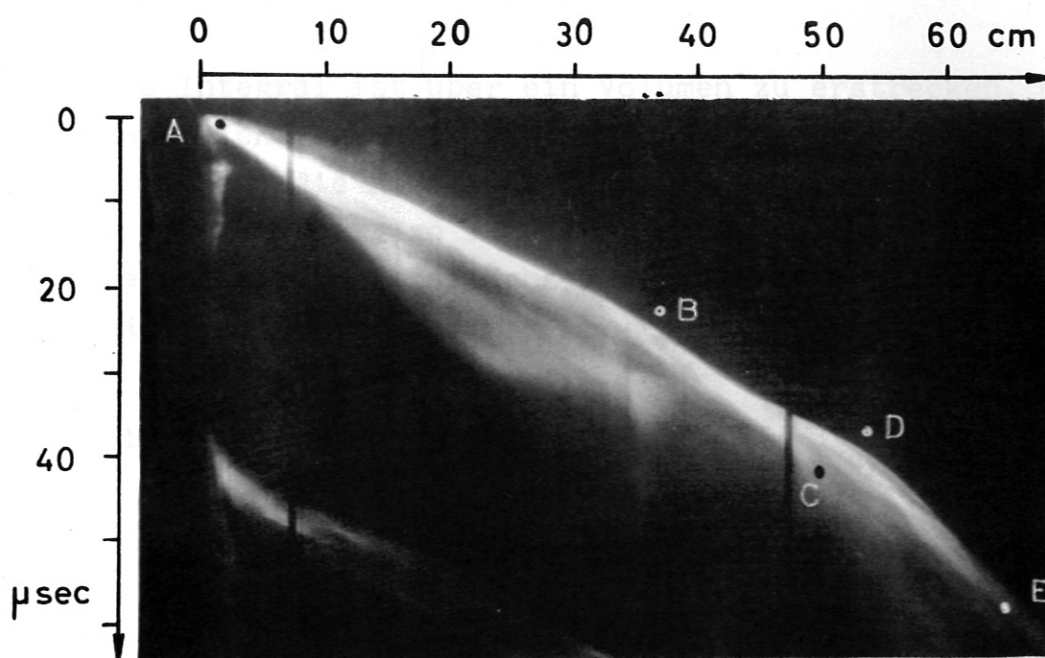


Fig.26 Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit nach zwei Methoden.

Das übereinstimmende Ergebnis dieser verschiedenen Versuche zeigt also, daß die Stromschicht auf keinen Fall das vor ihr liegende Gas wie ein Schneepflug aufammelt, sondern daß sie sich mehr durch dieses Gas hindurcharbeitet und es dabei eine Geschwindigkeit erreichen läßt, die über alle Versuche gemittelt, nur 53 % ihrer eigenen Geschwindigkeit beträgt. Dieses Ergebnis ist eine erneute Bestätigung der theoretischen Voraussage von Kapitel II.2.

### III.11 Der Gasdruck im strömenden Plasma

Durch die Messung der Leuchtfrontgeschwindigkeit  $v_s$  (Kapitel III.7) und der Teilchengeschwindigkeit  $v$  (Kapitel III.10) läßt sich eine thermodynamische Zustandsgröße des Plasmas (im homogenen Gebiet hinter der Stromschicht), nämlich seine Dichte  $\rho_2$  mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung bestimmen. Bezieht man sich auf die Stromschicht, so erhält man wegen der dann vorhandenen Stationarität:

$$1) \quad \int_V \operatorname{div} \rho \mathcal{W} d\tau = 0 = \int_F \rho \mathcal{W} \cdot \vec{df}$$

Das erste Integral ist über ein Volumen zu erstrecken, das die Stromschicht enthält. Wählt man dieses Volumen so groß, daß man am Rand die homogenen Verhältnisse in der Lauffunkstrecke erreicht hat, so reduziert sich das Oberflächenintegral auf je eine Querschnittsfläche  $F$  vor und hinter der Stromschicht. Man erhält:

$$2) \quad \rho_1 v_s \cdot F - \rho_2 (v_s - v) F = 0$$

oder:

$$3) \quad \rho_2 = \rho_1 \frac{v_s}{v_s - v} = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ g/cm}^3$$

Alle weiteren thermodynamischen Eigenschaften des Plasmas sind zu berechnen, wenn noch eine andere Zustandsgröße gemessen werden kann. Mit der von K. Büchl (11) entwickelten und gebauten Piezo-Sonde war die Möglichkeit gegeben, den Gasdruck des Plasmas experimentell zu bestimmen.

Die Sonde mit ihrem Außenrohr von 0,45 cm Durchmesser wurde durch einen Schliff am Entladungsgefäß (Kreis in Fig.5) in die Mitte zwischen die Elektroden geführt. Der Abstand vom Anfang der Elektroden betrug 24 cm.

Bei dieser Lage der Sonde strömte das Plasma parallel an ihrer Stirnfläche vorbei, so daß kein Staudruck, sondern der im Plasma herrschende ungestörte Gasdruck gemessen wurde. Eine Gasstauung trat lediglich an dem Außenrohr der Sonde auf. Damit das gestaute Gas nicht in das Gebiet der Messung eindringen konnte, wurde die Stirnfläche der Sonde durch eine dünne Wand fortgesetzt. Die geometrischen Verhältnisse dieser Meßanordnung zeigt Fig.27.

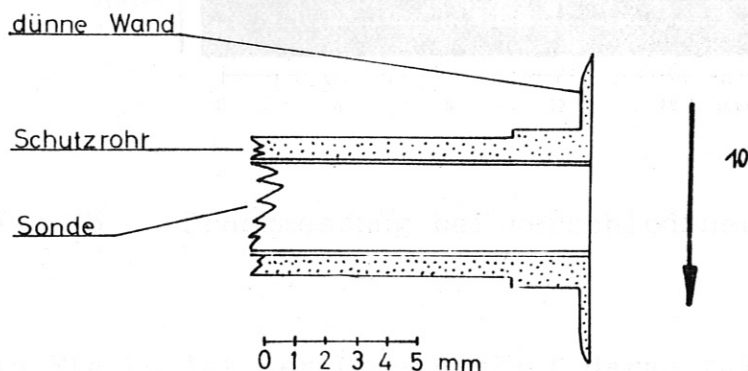


Fig.27 Geometrie der Druckmessung.

Bei den Messungen stellte sich heraus, daß noch Störungen von der Entladung in den Kathodenfolger (Kapitel III.5) einstreuten mit einer der Entladungszeit entsprechenden relativ grossen Schwingungsdauer. Um diese Störungen möglichst zu eliminieren, wurde die Piezo-Sonde am Kathodenfolger von Schuß zu Schuß umgepolt.

Zwei Oszillogramme dieser Messungen sind in Fig.28 gezeigt. Der ausgezogene Strich ist die Nulllinie des Oszillographen. Die kleinen Schwingungen im Signal sind durch Eigenfrequenzen der Meßeinrichtung hervorgerufen.

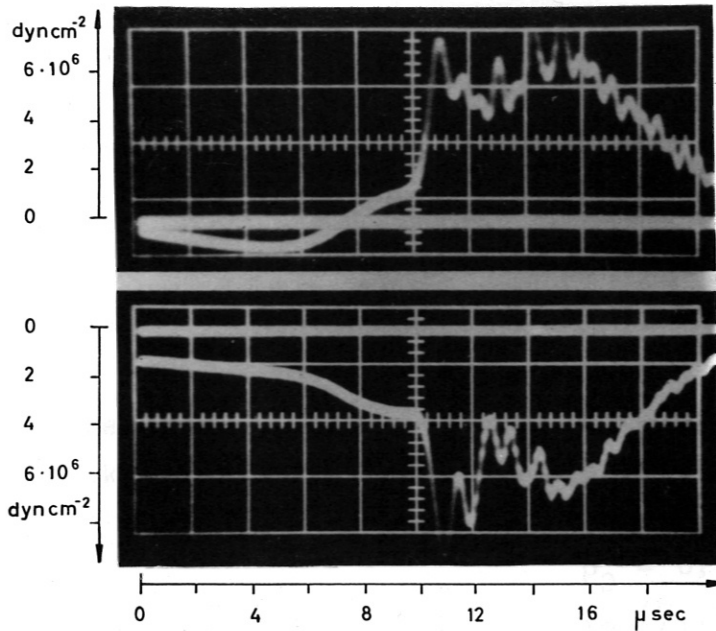


Fig.28 Druckmessung bei verschiedener Polung.

In Fig.29 ist der Druckverlauf dargestellt, der sich durch Subtraktion der beiden vorhergehenden Oszillogramme ergibt. Die kleinen Schwingungen der Signale wurden dabei ausgemittelt. Man erkennt, daß der Druck auf einen nahezu konstanten Wert ansteigt, der über 5 µsec bzw. 8 cm Plasmaschicht anhält. Dieser Wert ergibt sich (aus dem Drucksprung) zu:

$$p_2 = 6,5 \cdot 10^5 \text{ dyn/cm}^2$$

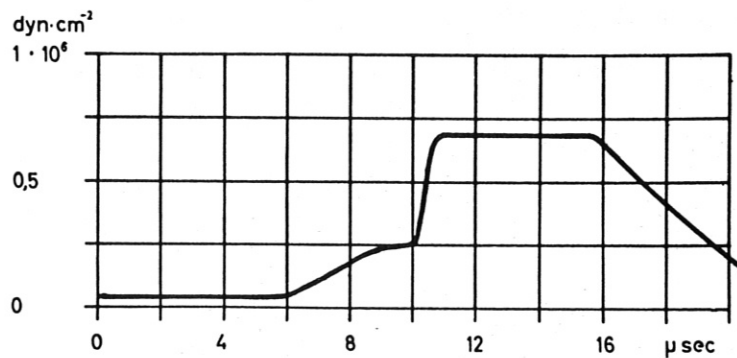


Fig.29 Druckverlauf nach Kompensation der Störungen.

III.12 Zusammenstellung der Messergebnisse

Zum Abschluss des experimentellen Teiles dieser Arbeit sind die wesentlichen Ausgangsdaten des Experimentes und die gemessenen Grössen zusammengestellt, die für die folgenden theoretischen Betrachtungen benötigt werden.

Tabelle III

Gasart	Argon
Ausgangstemperatur	$T_1 = 296 \text{ }^\circ\text{K}$
Ausgangsdruck	$p_1 = 450 \text{ dyn/cm}^2$
Ausgangsdichte	$\rho_1 = 7,3 \cdot 10^{-7} \text{ g/cm}^3$
Enddruck	$p_2 = 6,5 \cdot 10^5 \text{ dyn/cm}^2$
Enddichte	$\rho_2 (\rho_1, v_s, v) = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ g/cm}^3$
Endenthalpie nach (7)	$i_2 (p_2, \rho_2) = 3,5 \cdot 10^{12} \text{ erg/g}$
Impulszufuhr in der Stromschicht pro sec und $\text{cm}^2$	$K = 1,6 \cdot 10^6 \text{ dyn/cm}^2$
Neigungswinkel der Stromschicht gegen die senkrechte Lage	$\alpha = 50 \text{ }^\circ$
Dicke der Stromschicht (Senkrecht zur Stromrichtung)	$X = 2 \text{ cm}$
Geschwindigkeit der Leuchtfront	$v_s = 1,6 \text{ cm}/\mu\text{sec}$
Geschwindigkeit der Teilchen	$v = 0,85 \text{ cm}/\mu\text{sec}$
Spannung an der Lauffunkstrecke (Laborsystem)	$U = 1,73 \text{ g}^{1/2} \text{ cm}^{1/2} \text{ sec}^{-1}$
Entladungsstrom	$I = 1,8 \cdot 10^{14} \text{ g}^{1/2} \text{ cm}^{3/2} \text{ sec}^{-2}$
Magnetfeld hinter der Stromschicht	$H_0 = 5500 \text{ Gau\ss}$
Induktivität der Elektroden pro cm Länge	$L_0^* = 5,1 \cdot 10^{-21} \text{ sec}^2/\text{cm}^2$
Breite der Elektroden	$b = 7,7 \text{ cm}$
Abstand der Elektroden	$d = 4,9 \text{ cm}$
Querschnitt des Entladungsraumes	$F = 51 \text{ cm}^2$

## IV. Theoretische Betrachtungen

### IV.1 Die Erhaltungssätze

Zum besseren Verständnis der Vorgänge in der Lauffunkenstrecke sollen in diesem Kapitel die Erhaltungssätze diskutiert und mit den Messungen verglichen werden. Dabei ist zu berücksichtigen, dass durch die Schräglage der Stromschicht eventuell recht komplizierte Strömungsverhältnisse auftreten, die wesentlich von einem laminaren Strömungsbild abweichen und besonders an der Kathode zu turbulenten Bereichen führen können. Da bei Turbulenz aber die Wandreibung eine erhebliche Rolle spielt ist es zweckmässig, die Reibung in den Erhaltungsgleichungen zu berücksichtigen. Wärmeleitung soll dagegen vernachlässigt werden, was wegen der kurzen Zeitdauer des Experimentes gerechtfertigt ist. Die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie lauten dann:

$$1) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = - \operatorname{div} (\rho \mathbf{v})$$

$$2) \quad \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = - \operatorname{grad} p + \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathcal{L}] + \mathcal{R}$$

$$3) \quad \frac{d}{dt} \left( \frac{\mathcal{W}^2}{2} + i \right) = \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{j} \cdot \mathcal{L} + L$$

Dabei ist  $\mathcal{R}$  die am Volumenelement angreifende Reibungskraft und  $L$  die im Volumenelement durch Reibung geleistete Arbeit.  $\mathcal{R}$  wird häufig in tensorieller Form  $\mathcal{R} = \nabla \cdot \mathcal{R}$  geschrieben, wobei  $\mathcal{R}$  den Reibungstensor darstellt. Auch  $L$  lässt sich als Divergenz eines Vektors schreiben (13).

Wir machen jetzt die Annahme, dass das Gebiet der Stromschicht von zwei Bereichen eingeschlossen wird, in denen homogene Zustände vorliegen. Für den Bereich 1 vor der Stromschicht mit den ungestörten Grössen  $p_1$ ,  $\rho_1$  und  $i_1$  ist dieses evident.



Für den Bereich 2 hinter der Stromschicht ist diese Annahme naheliegend, da die Elektroden das zunächst unübersichtlich strömende Plasma der Stromschicht wieder in eine einheitliche Richtung lenken, wodurch sich der Zustand homogenisiert, was durch die Schmieraufnahmen (Fig. 12d und 12e) bestätigt wird. Im Bereich 2 sollen also auch einheitliche Werte des Druckes  $p_2$ , der Dichte  $\rho_2$  und der Geschwindigkeit  $W$  vorliegen.

Die Vorgänge im Gebiet der Stromschicht sind zunächst unbekannt und sollen im einzelnen hier nicht beschrieben werden. Qualitativ ist es sicher so, dass aufgrund der Schräglage der Stromschicht eine Strömung zur Kathode hin existiert, und dort die schon erwähnte Reibung verursacht.

Wie die Schmieraufnahmen zeigen, bewegt sich die Stromschicht mit einer konstanten Geschwindigkeit  $W_s$  und verbreitert sich während ihres Weges nur unwesentlich. Darüberhinaus zeigen die Bildwandleraufnahmen (Fig. 21) dass die Leuchterscheinungen an verschiedenen Stellen nahezu identisch sind. Diese Beobachtungen berechtigen zu der Annahme, dass die Verhältnisse innerhalb des Stromschichtgebietes zeitlich konstant bleiben, sich dieses Gebiet also nur als Ganzes mit der konstanten Geschwindigkeit  $W_s$  verschiebt. Es gilt daher stets die Operatorenbeziehung:

$$4) \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + W_s \cdot \text{grad} = 0$$

Die partielle Ableitung nach der Zeit an festgehaltenem Ort ist durch die lokalen Ableitungen bei festgehaltener Zeit und die Stromschichtgeschwindigkeit zu ersetzen:

$$5) \quad \frac{\partial}{\partial t} = - W_s \cdot \text{grad}$$

Im folgenden sollen die Erhaltungssätze über das Gebiet der Stromschicht  $S$  integriert werden.

Die rechte Seite der Maxwell-Gleichungen (1) und die linke Seite lässt sich mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung umformen ( $k$ -te Komponente):

a) Erhaltung der Masse:

$$6) \int_S \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{w} \right) d\tau = - \rho_s \int_S \operatorname{grad} \varphi \, d\tau + \int_S \operatorname{div} (\rho \mathbf{w}) \, d\tau$$

$$= - \rho_s \oint \varphi \, d\vec{f} + \oint \rho \mathbf{w} \, d\vec{f}$$

Die Gefässwände liefern zu den Oberflächenintegralen keinen Beitrag, so dass nur die Grenzflächen zu den homogenen Gebieten übrig bleiben.

$$7) \quad \rho_1 v_s = \rho_2 (v_s - v)$$

Während an der vorderen Begrenzungsfläche die Teilchengeschwindigkeit Null ist, soll  $v$  ihre Geschwindigkeit an der hinteren Grenzfläche angeben.

b) Erhaltung des Impulses:

Der Impulssatz formt sich nach der Operatorengleichung für die substantielle Ableitung

$$8) \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{w} \cdot \operatorname{grad} \quad \text{und der Maxwellschen Gleichung}$$

$$9) \quad \operatorname{rot} \mathcal{H} = \frac{4\pi}{c} \mathcal{J} \quad \text{um:}$$

$$10) \quad \rho \left( \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} + \mathbf{w} \cdot \operatorname{grad} \mathbf{w} \right) = - \operatorname{grad} p + \frac{\mu}{4\pi} [\operatorname{rot} \mathcal{H} \times \mathcal{H}] + \mathcal{K} =$$

$$= - \operatorname{grad} p + \frac{\mu}{4\pi} (\mathcal{H} \cdot \operatorname{grad} \mathcal{H} - \operatorname{grad} \frac{\mathcal{H}^2}{2}) + \mathcal{K}$$

Der Ausdruck  $\mathcal{H} \cdot \operatorname{grad} \mathcal{H}$  auf der rechten Seite verschwindet aufgrund der Magnetfeldkonfiguration und die linke Seite lässt sich mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung umformen (k-te Komponente):

$$11) \quad \rho \left( \frac{\partial w}{\partial t} + w \cdot \text{grad} w \right)_k = \frac{\partial}{\partial t} (\rho w)_k + \text{div} (\rho w v_k)$$

Benutzt man noch Gleichung 5 so ergibt sich für die z-Komponente von 10

$$12) \quad v_s \text{grad}_z (\rho w) - \text{div} (\rho w v_z) - \text{grad}_z \left( p + \frac{\mu}{4\pi} \frac{\rho^2}{2} \right) + \tilde{\alpha}_z = 0$$

Durch Integration über das Volumen S der Stromschicht erhält man

$$13) \quad v_s \int_S \text{grad}_z (\rho w) d\tau - \int_S \text{div} (\rho w v_z) d\tau - \\ - \int_S \text{grad}_z \left( p + \frac{\mu}{4\pi} \frac{\rho^2}{2} \right) d\tau + \int_S \tilde{\alpha}_z d\tau = 0$$

Die Integrale lassen sich bis auf das Integral der Reibungskraft wieder in Oberflächenintegrale verwandeln, zu denen die Gefäßwände wie unter a keinen Beitrag liefern. Man erhält so

$$14) \quad p_1 + \frac{1}{F} \int_S \tilde{\alpha} d\tau = p_2 + \rho_2 v (v - v_s) + \frac{\mu}{4\pi} \frac{H_0^2}{2}$$

wobei F der Querschnitt der Lauffunkenstrecke ist. Das Integral über die Reibungskraft kann explizit nicht ausgerechnet werden, da über das Geschwindigkeitsfeld innerhalb der Stromschicht nichts bekannt ist.

### c) Erhaltung der Energie:

Formt man die substantielle Ableitung von Gleichung 3 in die lokalen Ableitungen um und benutzt wieder die Kontinuitätsgleichung 1, so erhält man

$$15) \quad \frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho \left( \frac{w^2}{2} + i \right) - p \right] + \text{div} \left[ \left( \frac{w^2}{2} + i \right) \rho w \right] = j \mathcal{E} + L$$

oder nach Gleichung 5

$$16) \quad - \mathcal{D}_S \operatorname{grad} \left[ \rho \left( \frac{\mathcal{D}^2}{2} + i \right) - p \right] + \operatorname{div} \left[ \left( \frac{\mathcal{D}^2}{2} + i \right) \rho \mathcal{D} \right] = j \mathcal{E} + L$$

Die Integration über die Stromschicht liefert, wenn man zu Oberflächenintegralen übergeht

$$17) \quad - \mathcal{D}_S \oint \left[ \rho \left( \frac{\mathcal{D}^2}{2} + i \right) - p \right] \vec{d\mathbf{f}} + \oint \left[ \left( \frac{\mathcal{D}^2}{2} + i \right) \rho \mathcal{D} \right] \vec{d\mathbf{f}} = \\ = \int_S j \mathcal{E} \, d\tau + \int_S L \, d\tau$$

Man erhält entsprechend den vorhergegangenen Integrationen

$$18) \quad - v_S (\rho_1 i_1 - p_1) - v_S p_2 + \rho_2 (v_S - v) \left( \frac{v^2}{2} + i_2 \right) = \\ = \frac{1}{F} \left( \int_S j \mathcal{E} \, d\tau + \int_S L \, d\tau \right)$$

Den Ausdruck  $\int_S j \mathcal{E} \, d\tau$  kann man entsprechend Gleichung 4 von Kapitel III.3 umformen

$$19) \quad \int_S j \mathcal{E} \, d\tau = - \int_S \left( \operatorname{div} \frac{c}{4\pi} [\mathcal{E} \times \mathcal{H}] + \frac{\mu}{4\pi} \frac{\partial \frac{\mathcal{E}^2}{2}}{\partial t} \right) d\tau$$

(Die elektrische Feldenergie ist vernachlässigt.)

Da  $j \mathcal{E}$  bei der sehr hohen Leitfähigkeit der Elektroden praktisch nur im Bereich der Stromschicht  $S$  von Null verschieden ist (ausgenommen sei der Raum des Energiespeichers  $V_0$ ), so lässt sich die rechte Seite von 19 nach den Gleichungen 11 und 19 von Kapitel III.3 weiter umformen

$$20) \quad \int_S j \mathcal{E} \, d\tau = U \cdot I - \frac{\mu}{4\pi} v_S \frac{H_0^2}{2} F$$

Die Gleichung besagt, dass die aus der Kondensatorbatterie pro Sekunde herausströmende Energie  $U \cdot I$  sich in zwei Anteile aufteilt, wovon der eine in das Plasma übergeht ( $\int_S j \mathcal{E} \, d\tau$ ) und

der andere zum Aufbau des magnetischen Feldes zwischen den Elektroden verbraucht wird ( $\frac{\mu}{4\pi} v_S \frac{H_0^2}{2} F$ ).

Damit ergibt die Kombination der Gleichungen 18 und 20 eine Energiebilanz für das gesamte System der Lauffunkenstrecke.

$$21) \quad -v_S (\varrho_1 i_1 - p_1) - v_S p_2 + \varrho_2 (v_S - v) \left( \frac{v^2}{2} + i_2 \right) - \frac{1}{F} \int_S L \, d\tau = \frac{U \cdot I}{F} - \frac{\mu}{4\pi} v_S \frac{H_0^2}{2}$$

Die von der Batterie sekundlich gelieferte Energie, vermindert um den Anteil, der zum Aufbau vom Magnetfeld gebraucht wird, findet sich im Plasma als Differenz von Enthalpie und kinetischer Energie wieder. In dieser Bilanz muss das "Reibungsintegral" verschwinden, solange keine Energieverluste an die Wände angenommen werden, denn die Reibung kann nur kinetische Energie in Enthalpie umwandeln.

$$22) \quad \int_S L \, d\tau = 0$$

Zu demselben Ergebnis kommt man, wenn man das Reibungsintegral (Gleichung 22) als Divergenz eines Tensors ausdrückt, und die Integration über die Oberfläche durchführt.

Formt man Gleichung 21 noch einmal mittels der Beziehung 7 für die Massenerhaltung um, so ergeben sich jetzt insgesamt folgende drei Erhaltungssätze:

23 a) Massenerhaltung

$$\varrho_1 v_s = \varrho_2 (v_s - v)$$

b) Impulserhaltung

$$p_1 + \frac{1}{F} \int_S \vec{\alpha} d\tau = p_2 + \frac{\mu}{4\pi} \frac{H_0^2}{2} + \varrho_2 v (v - v_s)$$

c) Energieerhaltung

$$v_s \left[ \varrho_1 \left( i_2 - i_1 + \frac{v^2}{2} \right) - (p_2 - p_1) \right] = \frac{U \cdot I}{F} - \frac{\mu}{4\pi} v_s \frac{H_0^2}{2}$$

$$\text{mit } \frac{\mu}{4\pi} \frac{H_0^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{L_0 I^2}{F} \quad \text{nach}$$

Gleichung 22, Kapitel III.3

Vergleich mit dem Experiment: Die in den drei Erhaltungssätzen auftretenden Grössen sind alle bis auf  $\varrho_2$  und  $\int_S \vec{\alpha} d\tau$  durch

die Experimente bestimmt.  $\varrho_2$  lässt sich nach der Gleichung 23a für die Massenerhaltung und  $\int_S \vec{\alpha} d\tau$  nach der Gleichung 23b für

die Impulserhaltung ermitteln. In Gleichung 23c für die Energieerhaltung sind schon mit der Bestimmung von  $\varrho_2$  alle Grössen bekannt. Damit ergeben sich die Möglichkeiten, durch den Energieerhaltungssatz die Konsistenz aller Messungen und Überlegungen zu prüfen und durch den Impulserhaltungssatz die theoretisch nicht zu erfassende, aber für das Experiment sehr wichtige Grösse  $\int_S \vec{\alpha} d\tau$  zu bestimmen.

Nach Tabelle III ergibt die rechte Seite der Energiebilanzgleichung, also die Energiezufuhr aus der Batterie vermindert um die magnetische Feldenergie, den Wert

$$24) \frac{1}{F} (U \cdot I - v_s \frac{1}{2} L_0 I^2) = 3,5 \cdot 10^{12} \text{ erg/sec} \cdot \text{cm}^2$$

und die linke Seite, also die Erhöhung der Energie des Plasmas, den Wert

$$25) v_s \left[ \varrho_1 \left( i_2 - i_1 + \frac{v^2}{2} \right) - (p_2 - p_1) \right] = 3,5 \cdot 10^{12} \text{ erg/sec cm}^2$$

Die vollständige Übereinstimmung dieser Werte ist natürlich zufälliger Art, da beide Werte durch die Messungen höchstens auf zehn Prozent genau bestimmt sind. Auf jeden Fall zeigt aber dieses Ergebnis, dass die Messungen und die Betrachtungsweise konsistent sind, und dass damit im besonderen kein wesentlicher Teil der Energie durch Strahlung oder Wärmeleitung dem Plasma entzogen wird.

Aus Gleichung 23b folgt der Impulsverlust/sec  $\text{cm}^2$ , wenn man noch  $\varrho_2$  durch Gleichung 23a ausdrückt:

$$26) \frac{1}{F} \int_S \alpha \, d\tau = p_2 + \frac{1}{2} \frac{L_0 I^2}{F} - p_1 - \varrho_1 v_s v$$

Einsetzen der Werte von Tabelle III ergibt

$$27) \frac{1}{F} \int_S \alpha \, d\tau = 1,3 \cdot 10^6 \text{ dyn/cm}^2$$

Dieser Wert ist erstaunlich hoch und beträgt etwa 80% der Antriebskraft  $K$ . Über den Querschnitt der Lauffunkenstrecke gemittelt gehen also 80% des magnetischen Antriebs wieder durch Reibung an der Gefäßwand verloren. Nimmt man an, dass die Reibung im wesentlichen an der Kathode erfolgt, weil das Gas durch die Schräglage der Stromschicht direkt gegen diesen Teil der Gefäßwand prallt, so bildet die Kathodenseite der Stromschicht gewissermassen ein Loch, durch welches das Gas nahezu ungehindert in den Raum hinter der Stromschicht eindringen kann. Dieses wird durch die Bildwandleraufnahmen (Fig.21) gut bestätigt.

#### IV.2 Betrachtungen über die Schräglage der Stromschicht

Der erste Durchschlag zwischen den Elektroden wird in Richtung des anliegenden elektrischen Feldes d.h. senkrecht zwischen den beiden Elektroden erfolgen. Schreibt man das Ohmsche Gesetz in der Form

$$1) \quad \vec{j} = \sigma \left( \vec{\mathcal{E}} + \frac{1}{c} [\vec{v} \times \vec{\mathcal{L}}] - \frac{1}{c e n_e} [\vec{j} \times \vec{\mathcal{L}}] \right),$$

so sieht man unmittelbar, dass bei den hier vorliegenden Verhältnissen  $\vec{j}$  nicht senkrecht auf den Elektroden stehen kann, sondern wegen des Hallterms  $\frac{1}{c e n_e} [\vec{j} \times \vec{\mathcal{L}}]$  eine Komponente parallel zu den Elektroden hat. Beim Anfangsdurchschlag ist  $\vec{j}$  sicher parallel zu  $\vec{\mathcal{E}}$ . Der Hallterm bewirkt ein Vorauslaufen der Stromschicht an der Anode, während ihr Ansatzpunkt an der Kathode dagegen zurückbleibt. Dies stimmt mit den beobachteten Magnetfeldmessungen überein. Eine Bestimmung des Winkels kann aus dem Ohmschen Gesetz allein nicht erfolgen, da die schräge Stromschicht eine Rückwirkung auf die Strömung hat, und die Teilchendichte  $n_e$  unbekannt ist.

Wir nehmen an, dass die Stromschicht unter einem Winkel  $\alpha$  gegenüber der senkrechten Lage geneigt ist. Für  $\alpha$  findet man aus den Bildwandlernaufnahmen und Magnetfeldmessungen einen Wert von  $50^\circ$ .

Wir legen jetzt in die zum Laborsystem schräg stehende Stromschicht ein karthesisches Koordinatensystem so, dass die  $z'$ -Richtung senkrecht zur Oberfläche der Stromschicht steht. Dies Koordinatensystem geht aus dem bisher benutzten durch Drehung um den Winkel  $\alpha$  hervor (Fig.30).

Betrachtet man die Vorgänge im mit der Stromschicht bewegten System, so hat das von vorn anströmende Gas je eine Geschwindigkeitskomponente in  $z'$ - und  $y'$ -Richtung.

Zur Beschreibung der Vorgänge wird jetzt modellmässig angenommen, dass alle auftretenden Grössen nur von der Koordinate  $z'$  abhängen, und Reibungsvorgänge vernachlässigt werden können.



Diese Annahmen sind in Elektrodennähe sicher nicht erfüllt, jedoch charakterisieren sie den Mittelbereich der Stromschicht zwischen beiden Elektroden sicher gut.

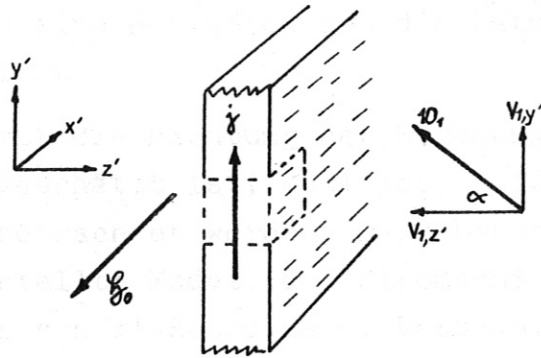


Fig.30 Strömung gegen die Stromschicht

Integriert man nun den in Gleichung 10, Kapitel IV.1 abgeleiteten Impulssatz für die  $z'$ -Komponente über ein Volumen, das die Stromschicht enthält (gestrichelter Bereich in Fig.30), so erhält man die Beziehung

$$2) \quad \rho_2 \cdot v_{2,z'}^2 + p_2 + \frac{\mu}{4\pi} \frac{H_0^2}{2} = \rho_1 \cdot v_{1,z'}^2 + p_1$$

Der Index 1 bezieht sich auf die (ungestörten) Größen vor, der Index 2 auf die hinter der Stromschicht.

Setzt man die Werte aus Tabelle III mit  $v_{1,z'} = v_s \cdot \cos \alpha$  ein, so erkennt man, dass die linke Seite von Gleichung 2 stets grösser ist als die rechte Seite, selbst für  $\rho_2 \cdot v_{2,z'}^2 = p_2 = 0$ .

Dies kann nur bedeuten, dass die anströmende Materie die Stromschicht in senkrechter Richtung nicht durchdringen kann. Andererseits zeigen die Aufnahmen, dass auch kein Stau des Gases vor der Stromschicht stattfindet. (Die Stromschicht behält längs des Entladungsrohres ihre Ausdehnung bei.)

Dies kann nur bedeuten, dass alles in die Stromschicht einströmende Gas innerhalb der Stromschicht zur Kathode abströmt. Die Strömungsgeschwindigkeit muss sich nach dem Eintritt in die Stromschicht in Richtung der Stromdichte  $\mathcal{J}$  einstellen. Dieses Verhalten zeigt auch die Bildwandlernaufnahme Fig. 21 auf der man eine Reflexion des die Kathode anströmenden Gases deutlich sieht.

Nachdem damit die Richtung der Strömung innerhalb der Stromschicht abgeschätzt ist, soll jetzt die Geschwindigkeit der Strömung betrachtet werden. Dazu benutzen wir noch einmal das oben aufgestellte Modell der Stromschicht (Abhängigkeit aller Grössen nur von  $z'$ -Koordinate, Vernachlässigung der Reibung und Stationarität) und notieren die  $y'$ -Komponente des Impulsatzes (Gleichung 10, Kapitel IV.1).

$$3) \quad \zeta v_z, \frac{\partial v_{y'}}{\partial z'} = - \frac{\partial p}{\partial y'} - \frac{\mu}{4\pi} \frac{\partial \mathcal{J}^2}{\partial y'} = 0$$

Aus dieser Gleichung folgt aber, dass  $v_{y'}$ , beim Eindringen der Strömung in die Stromschicht ( $\zeta \cdot v_z, \neq 0$ ) konstant ist. Die zur Stromschicht parallele Strömungskomponente bleibt also unverändert und hat damit im Rahmen des vorliegenden Modells stets den Wert der parallelen Geschwindigkeit  $v_{1,y'}$ , vor der Stromschicht. Es bleibt also, nachdem die senkrechte Geschwindigkeitskomponente beim Eintritt in die Stromschicht auf Null abgeklungen ist, die folgende Geschwindigkeit  $w'$  in der Stromschicht übrig:

$$4) \quad w' = w_{||} = v_{1,y'} = v_s \cdot \sin \alpha$$

Betrachtet man nun das Ohmsche Gesetz im System der Stromschicht

$$5) \quad \mathcal{J} = \sigma \left( \mathcal{E}' + \frac{1}{c} [w' \times \mathcal{E}] - \frac{1}{c e n_e} [j \times \mathcal{E}] \right),$$

so lässt es sich für die vorliegenden Verhältnisse in die zwei Komponenten  $\alpha$  und  $\mathcal{E}'$  aufteilen: Die Komponente  $\alpha$  steht senkrecht auf der Stromschicht und zeigt in den Raum 2 (hinter der Stromschicht).

$$6) \quad |\alpha| = \left| \frac{1}{c} [\mathcal{W}' \times \mathcal{L}] - \frac{1}{c e n_e} [j \times \mathcal{L}] \right| =$$

$$= \frac{1}{c \cdot e \cdot n_e} \frac{I}{X \cdot b} \frac{H_0}{2} - \frac{1}{c} v_s \cdot \sin \alpha \cdot \frac{H_0}{2}$$

Dabei ist für das Magnetfeld, das sich in Wirklichkeit von Null bis zum vollen Wert  $H_0$  innerhalb der Stromschicht ändert, der arithmetische Mittelwert  $\frac{H_0}{2}$  angenommen worden. Dieses findet seine Begründung in dem oszillographisch gemessenen linearen Anstieg innerhalb der Stromschicht. Für die unbekannte Stromdichte wurde der Gesamtstrom eingesetzt, dividiert durch das Produkt aus Breite  $b$  und Dicke  $X$  der Stromschicht.

Die Komponente  $\mathcal{E}'$  ist das elektrische Feld im System der Stromschicht, das senkrecht auf der Elektrodenoberfläche steht und von der Anode zur Kathode gerichtet ist.

$$7) \quad |\mathcal{E}'| = \left| \mathcal{E} + \frac{1}{c} [\mathcal{W}_s \times \mathcal{L}] \right| = \frac{U}{d} - \frac{1}{c} v_s H_0$$

Der Neigungswinkel  $\alpha$  der Stromschicht (Fig. 30) bestimmt sich nun aus den Komponenten  $\mathcal{E}'$  und  $\alpha$  nach der Gleichung

$$8) \quad \sin \alpha = \frac{|\alpha|}{|\mathcal{E}'|} ,$$

wobei der Winkel positiv zu rechnen ist, wenn wie im vorliegenden Fall die Anodenseite der Stromschicht der Kathodenseite vorausläuft.

Man könnte jetzt aus den Gleichungen 6, 7 und 8 den Neigungswinkel  $\alpha$  berechnen, wenn man als einzige Unbekannte noch  $n_e$  abschätzen würde. Es liess sich jedoch keine Abschätzung finden, die für diese Rechnung genau genug ist, zumal der Winkel  $\alpha$  stets in Verbindung mit dem Sinus auftritt. Dagegen lässt sich jetzt mit Hilfe von  $\alpha$  die Elektronendichte in der Stromschicht bestimmen und damit auch die Konsistenz der Überlegungen zeigen.

Aus den Gleichungen 6, 7 und 8 folgt für  $n_e$

$$9) \quad n_e = \frac{I}{e \times b \left( \frac{2Uc}{d H_0} - v_s \right) \cdot \sin \alpha}$$

Mit den Werten von Tabelle III ergibt sich daraus

$$10) \quad n_e = 1,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

Bei der vorliegenden Ausgangsdichte  $\rho_1 = 7,3 \cdot 10^{-7} \text{ g/cm}^3$  befinden sich  $1,1 \cdot 10^{16}$  Teilchen im Kubikzentimeter. Nach allem was jetzt über das Experiment bekannt ist, wird die Dichte in der Stromschicht nicht wesentlich zunehmen und ausserdem wird eine mittlere Ionisation von einem Elektron pro Ion vernünftig sein. Damit besitzt der nach 10 gegebene Wert für  $n_e$  durchaus die richtige Grössenordnung, womit es als gesichert angenommen werden kann, dass die Verhältnisse in der Stromschicht den Tatsachen entsprechend betrachtet wurden. Dieses Ergebnis ist interessant, da die Berechnung von  $n_e$  aus Gleichung 9 ohne thermodynamische Grössen nur aus elektrischen und geometrischen Daten erfolgte.

### V. Schlussbemerkung

Die Experimente haben gezeigt, dass die Vorgänge in einer Lauffunkenstrecke wesentlich komplizierter sind, als man es üblicherweise für derartige Anordnungen annimmt. Es stellte sich heraus, dass nicht allein die Diffusion des Magnetfeldes in das Plasma die Ausbildung eines magnetischen Kolbens verhindert, sondern dass auch durch den Hall-Effekt ein solcher Kolben von vornherein ein "Loch" bekommt, durch welches das aufgesammelte Plasma hinter die Stromschicht entweichen kann. Nur wenn es gelingt, eine senkrecht auf den Elektroden stehende Stromschicht zu erzeugen, wird die Magnetfelddiffusion die Kolbenwirkung bestimmen. Möglich ist dieses, wenn die Elektronendichte  $n_e$  sehr gross wird, oder ein äusseres magnetisches Feld den Einfluss des Hall-Effekts kompensiert.

Für die Auswertung und Deutung der Experimente war das Vorhandensein einer dünnen Stromschicht, die von zwei homogenen Gebieten eingeschlossen war, von grossem Vorteil. Betrachtet man die Entwicklung vom "Kolbenmodell" zu Modellen mit eindringendem Magnetfeld, so stellt diese Konfiguration wieder einen Grenzfall dar. Es wäre sicher reizvoll, nach allgemeineren Bedingungen zu suchen, unter denen dieser Grenzfall des vollständig eingedrungenen Magnetfeldes auftritt.

## VI. Anhang

### Abschätzung des Ersatzwiderstandes R

Die in der Kondensatorbatterie gespeicherte elektrische Energie wird nach Zündung der Schaltfunkenstrecke im Laufe der Zeit vollständig in andere Energieformen umgewandelt. Zu nennen sind hier die Aufheizung und Beschleunigung des Plasmas in der Lauffunkenstrecke, die Wärmeentwicklung in der Schaltfunkenstrecke und den metallischen Leitern und der Aufbau des Magnetfeldes. Näherungsweise kann man sich einen Widerstand R vorstellen, in dem diese Energieumwandlungen erfolgen. Die Grösse von R bestimmt den Gültigkeitsbereich der Gleichung 26 in Kapitel III.3. In einem Ersatzschaltbild könnte dieser Widerstand R an Stelle der Lauffunkenstrecke gesetzt und alle anderen Elemente der Schaltung als verlustfrei angenommen werden.

Der Wert für R lässt sich in folgender Weise berechnen: Die Batterie ist zunächst auf die Ladespannung  $U_0$  aufgeladen. Zündet man die Schaltfunkenstrecke, so fliesst in der Lauffunkenstrecke ein konstanter "Rechteckstrom"  $I_0$ . Gleichzeitig läuft eine durch I bestimmte Spannungswelle  $-U'$  in das Netzwerk aus Kondensatoren und Induktivitäten hinein, die an dessen offenem Ende auf den Wert  $-2U'$  reflektiert wird. Kommt diese reflektierte Welle wieder am Ausgang des Netzwerkes an, so wird der Strom I Null und die Batterie ist auf eine neue Spannung

$$1) \quad U_1 = U_0 - 2 U' \quad \text{aufgeladen.}$$

Da die Möglichkeit einer Neuzündung in der Lauffunkenstrecke vorliegt, folgt ein zweiter Stromimpuls  $I_1$  anderen Vorzeichens und kleinerer Amplitude.

Der Entladungsstrom  $I_0$  bestimmt die Spannung  $U'$  der Entladungswelle im Netzwerk und den Spannungsabfall  $U_0 - U'$  am Ersatzwiderstand R.

Es muss gelten

$$2) \quad U' = I \cdot Z \quad Z = \text{Wellenwiderstand des Netzwerkes}$$

$$3) \quad U_0 - U' = I \cdot R$$

Durch Division der Gleichungen 2 und 3 erhält man:

$$4) \quad \frac{R}{Z} = \frac{U_0 - U'}{U'} \quad \text{oder mit Gleichung 1}$$

$$5) \quad \frac{R}{Z} = \frac{2}{1 - \frac{U_1}{U_0}} - 1$$

Da das Verhältnis der Ladespannungen  $\frac{U_1}{U_0}$  gleich dem entsprechenden Verhältnis der Entladungsströme  $\frac{I_1}{I_0}$  ist, kann dieser Wert aus dem Stromoszillogramm in Fig.15 ermittelt werden:

$$6) \quad \frac{U_1}{U_0} = \frac{I_1}{I_0} = - 0,87$$

Aus den Gleichungen 5 und 6 ergibt sich nun der Wert für R:

$$7) \quad R = 0,07 \cdot Z$$

Mit diesem Ergebnis ist gezeigt, dass Gleichung 26 in Kapitel III.3 in guter Näherung anwendbar ist.

## Literatur

- (1) A.C. Kolb  
Physical Review, 107/2, 345 (1957)
- (2) J.C. Keck  
Physics of Fluids, 5/5, 630 (1962)
- (3) F.J. Fishman and H. Petschek  
Physics of Fluids, 5/5, 632 (1962)
- (4) L.Y. Cooper  
AFCRL 687, Magnetogasdynamics Laboratory, Report No. 61-6
- (5) V.O. Jensen, A.H. Sillesen, F. Heikel Vinther, C.F. Wandel  
Research Establishment Risø, Denmark, Report No. 28 (1961)
- (6) T.F. Morse  
Physics of Fluids, 5/5, 596 (1962)
- (7) K.F. Knoche  
Wärmediagramme von Argonplasma bis  $10^5$  °K,  
Dissertation an der Technischen Hochschule Braunschweig
- (8) H. Ringler  
Institut für Plasmaphysik, Garching  
Interner Bericht (1963)
- (9) W.I. Smirnow  
Lehrgang der höheren Mathematik, Teil II (1961)
- (10) American Institute of Physics Handbook, 5-29 (1957)
- (11) K. Büchl  
Zeitschrift für Naturforschung (1964) in Vorbereitung
- (12) A. Ferri  
Fundamental Data Obtained from Shock-Tube Experiments  
368 (1961)
- (13) W. Weizel  
Lehrbuch der theoretischen Physik, erster Band,  
dritte Auflage