

# Das elektrodynamische Verhalten des linearen Z-Pinches

Von HEINRICH SCHINDLER

Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG, Erlangen

(Z. Naturforsch. **19 a**, 697—703 [1964]; eingegangen am 15. Februar 1964)

Beim linearen Z-Pinch tragen zur resultierenden Feldstärke in Achsrichtung drei von verschiedenen Ursachen herrührende Komponenten bei: eine von der Kondensatorspannung erzeugte Feldstärke  $E_a$ , eine durch die lokale zeitliche Stromdichteänderung induzierte Feldstärke  $E_i$  und eine Komponente  $E_m$ , welche durch die Bewegung des Plasmas im Magnetfeld entsteht. Sie können ebenso wie die Stromdichte und die elektrische Leitfähigkeit aus Messungen mit Induktionsspulen und  $\sigma v$ -Sonden ermittelt werden, solange Zylindersymmetrie herrscht. Mit Kenntnis dieser Größen in Abhängigkeit von Ort und Zeit ist es möglich, das elektrodynamische Verhalten der Entladung zu beschreiben. Dabei zeigt sich, daß der kontinuierliche Stromfluß in dem kontrahierenden und anschließend wieder expandierenden Plasmahohlzylinder durch ein wechselweises Wirken der drei Feldstärkekomponenten hervorgerufen wird. Außerdem ergibt sich auch eine Erklärung für das schon öfter beobachtete Auftreten von Strömen, die innerhalb des Plasmas dem Gesamtstrom entgegenlaufen und somit zu Stromwirbeln Anlaß geben. Vergleiche der Geschwindigkeits-Leitfähigkeitsverteilungen lassen den Schluß zu, daß die bei der betrachteten Entladung zur Achse laufende Stoßwelle erst einsetzt, nachdem das Plasma bereits einige Zentimeter von der Wand zur Achse hin gewandert ist. Da die Verteilung der Radialgeschwindigkeit bekannt ist, läßt sich der Weg eines Volumelements während des Entladungsvorganges verfolgen. Dabei ergibt sich, daß nur diejenigen Teilchen in Achsenähe komprimiert werden können, die vor der Zündung der Entladung nicht weiter als  $2/3$  des Gefäßradius von der Achse entfernt waren. Der Rest wird in einer zweiten Dichtewelle vereinigt, die nur bis 3 cm an die Achse herankommt.

## Die wirksamen elektrodynamischen Größen und ihre Bestimmung

Zur Beschreibung des elektrodynamischen Verhaltens einer Entladung geht man zweckmäßigerweise vom OHMSchen Gesetz in seiner differentiellen Form aus. Im Falle des zylindersymmetrischen linearen Z-Pinches kann man dabei die in axialer Richtung wirkenden elektrischen Kräfte formal in drei von verschiedenen Ursachen herrührende Feldstärken aufteilen und erhält dann das OHMSche Gesetz in der Gestalt:

$$j = \sigma (E_a + E_i + E_m). \quad (1)$$

$j$  ist die Entladungsstromdichte,  $\sigma$  die elektrische Leitfähigkeit,  $E_a$  die von der Kondensatorspannung herrührende elektrische Feldstärke.  $E_i$  wird durch lokale zeitliche Magnetfeldänderungen induziert, welche ihrerseits von Änderungen der Stromdichte verursacht werden.  $E_m$  ist die von der Bewegung des Plasmas im Magnetfeld erzeugte Feldstärke. Beim Z-Pinch ist diese Bewegung radial gerichtet, während das Magnetfeld azimutale Richtung hat. Alle angeführten Größen sind Funktionen der Zeit und außer  $E_a$  auch des Ortes.

Über die experimentellen Methoden zur Messung der interessierenden Größen mit Induktionsspulen- und  $\sigma v$ -Sonden wurde bereits in früheren Arbeiten<sup>1-3</sup> berichtet.

Aus dem Signal der Induktionsspulen erhält man die zeitliche Ableitung des Magnetfeldes am Ort der Sonde als Funktion der Zeit nach Division durch die Windungsfläche  $n f$  der Spulensonde

$$\frac{\partial B_\varphi(r, t)}{\partial t} = - \frac{1}{n f} v_s(r, t) \quad (2 a)$$

und nach Integration über die Zeit das Magnetfeld

$$B_\varphi(r, t) = - \frac{1}{n f} \int v_s(r, t) dt. \quad (2 b)$$

Wegen der Zylindersymmetrie ist der eingeschlossene Strom  $I_e(r, t)$ , der innerhalb eines bestimmten Radius  $r$  fließt, nach dem Durchflutungsgesetz gegeben durch

$$I_e(r, t) = \frac{2 r \pi B_\varphi(r, t)}{\mu_0}. \quad (3)$$

Von  $I_e(r, t)$  kommt man durch Differentiation nach  $r$  und Division durch  $2 r \pi$  zur Stromdichte  $j$

$$j(r, t) = \frac{1}{2 r \pi} \cdot \frac{\partial I_e(r, t)}{\partial r}. \quad (4)$$

<sup>1</sup> W. FRIE, H. MAECKER, A. MICHEL, H. MOTSCHMANN u. H. SCHINDLER, Z. Naturforsch. **16 a**, 121 [1961].

<sup>2</sup> H. SCHINDLER, Z. Angew. Phys. **14**, 538 [1962].

<sup>3</sup> H. SCHINDLER, Phys. Verh. **13**, 181 [1962].



Zur Bestimmung von  $E_i$  an der Stelle  $r$  betrachten wir die Änderung des magnetischen Flusses zwischen dem interessierenden Radius  $r$  und dem Rückleiter (Abb. 1). Die Flußänderung hat nach dem Induktionsgesetz eine elektrische Ringspannung zur Folge, welche unter der Voraussetzung guter Leitfähigkeit

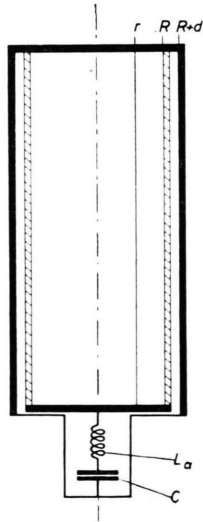


Abb. 1. Schema des Entladungskreises.

der Elektroden und des Rückleiters ganz in der Plasmasäule bei  $r$  abfällt. Wegen der Zylindersymmetrie erhält man daraus  $E_i$  nach Division durch die Länge der Entladung

$$E_i(r, t) = - \int_r^R \frac{\partial B_\varphi(r, t)}{\partial t} dr - R \frac{\partial B_\varphi(R, t)}{\partial t} \ln \frac{R+d}{R}. \quad (5)$$

Der erste Summand rührt von der Flußänderung im Plasma zwischen dem Radius  $r$  und der Wand des Entladungsgefäßes her, der zweite gibt den Anteil des Spaltes zwischen Plasma und Rückleiter wieder. Die bei der Bewegung des Plasmas im Magnetfeld erzeugte Feldstärke  $E_m$  ist gleich  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ . Da die Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$  radial, das Magnetfeld azimuthal gerichtet ist, ergibt sich:

$$E_m(r, t) = v_r(r, t) B_\varphi(r, t), \quad (6)$$

dabei ist  $v_r$  vorläufig noch unbekannt.

$E_a$  erhält man aus der mit einem induktionsarmen Spannungsteiler gemessenen, an den Elektroden anliegenden Spannung  $U_a$  nach Division durch die Länge der Entladung.

Im OHMSchen Gesetz bleiben also die elektrische Leitfähigkeit und die Radialgeschwindigkeit  $v_r$  un-

bekannt. Eine zweite Beziehung für diese beiden Größen, nämlich deren Produkt, liefert die Messung mit der  $\sigma v$ -Sonde. In (1) eingesetzt, erhält man die Leitfähigkeit und daraus die Radialgeschwindigkeit.

Ergänzend zu den Sondenmessungen für die Ermittlung der differentiellen Werte der Größen im OHMSchen Gesetz wurden integrale Messungen des Gesamtstromverlaufs und der Stromänderung mit einem ROGOWSKI-Gürtel durchgeführt. Damit sind die zur Beschreibung des elektrodynamischen Verhaltens nötigen Größen bekannt.

Die Daten der Z-Pinch Anlage, an der die folgenden Ergebnisse gewonnen wurden, sind:

Kapazität der Kondensatorbatterie 30  $\mu\text{F}$ ,  
Ladespannung 14 kV,  
Außendurchmesser des zylindrischen Entladungsgefäßes 20 cm,  
Höhe 50 cm,  
Füllgas Wasserstoff bei 1,2 Torr Anfangsdruck,  
Eigenfrequenz der Anlage mit Entladung im eingeschwungenen Zustand 100 kHz.

Die bereits erwähnte Voraussetzung für die Auswertung der Sondensignale, nämlich die Zylindersymmetrie der Entladung, ist bis zu einer bestimmten mit dem Fülldruck wachsenden Zeit nach der Zündung erfüllt. Deshalb wurde ein relativ hoher Druck gewählt, bei dem zwar kein schneller Pinch zu erwarten ist, der aber die Untersuchung des elektrodynamischen Verhaltens über längere Zeit ermöglicht. Auf elektrischem und optischem Weg kann die Dauer der Symmetrie ermittelt werden<sup>1</sup>. Im vorliegenden Fall wurde die Auswertung bis 6  $\mu\text{sec}$  nach der Zündung der Entladung ausgeführt. Die Symmetrie bleibt noch einige  $\mu\text{sec}$  länger erhalten.

### Verhalten der elektrodynamischen Größen zu verschiedenen Zeitpunkten

Bei der folgenden Diskussion des elektrodynamischen Verhaltens des Z-Pinches mit Hilfe der erwähnten Größen des OHMSchen Gesetzes betrachten wir  $\sigma(r, t)$  und die magnetohydrodynamisch bedingte Größe  $v(r, t)$  als gegeben und untersuchen den Einfluß der elektrodynamischen Größen auf den Aufbau der Entladung.

Abb. 2 zeigt den zeitlichen Verlauf der Stromänderung  $dI/dt$ , des Stroms  $I$  und der elektrischen Feldstärke  $E_a$ . Man erkennt bereits an diesen integralen Kurven, welchen großen Einfluß die im Plasma während der Entladung auftretenden Feldstärken  $E_i$  und  $E_m$  haben. Denn obwohl  $E_a$  ca. 3,7  $\mu\text{sec}$  nach

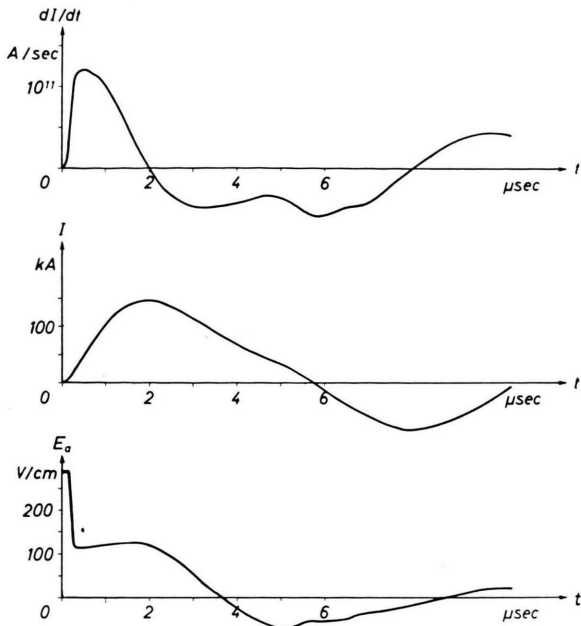


Abb. 2. Stromänderung  $dI/dt$ , Strom  $I$  und elektrische Feldstärke  $E_a$ .

dem Zünden der Entladung die Richtung ändert, fließt zu derselben Zeit der Gesamtstrom in der ursprünglichen Richtung weiter und geht erst bei  $5,8 \mu\text{sec}$  durch Null. Dieses Verhalten der Entladung ist nur möglich, wenn zwischen  $3,7$  und  $5,8 \mu\text{sec}$  die Summe der beiden induzierten Feldstärkekomponenten die Feldstärke  $E_a$  überkompensiert. Der steile Abfall von  $E_a$  im Augenblick der Zündung ist auf den induktiven Spannungsabfall an der äußeren Selbstinduktion  $L_a$  zurückzuführen, da  $dI/dt$  zu dieser Zeit sehr groß ist.

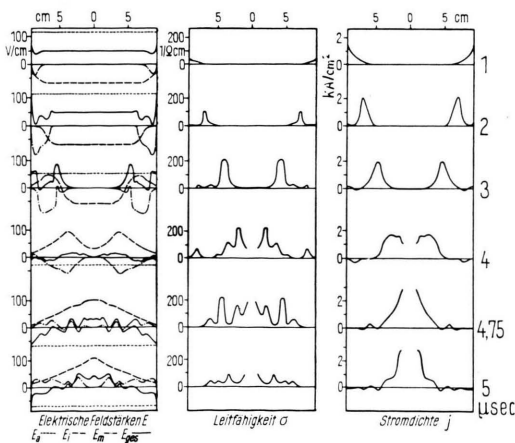


Abb. 3.

Für die folgende Analyse derjenigen Vorgänge beim Entladungsaufbau, die schließlich zu dem erwähnten makroskopischen Verhalten führen, greifen wir der Übersichtlichkeit halber sechs Zeiten heraus. Wir beginnen  $1 \mu\text{sec}$  nach dem Zünden der Entladung und betrachten das Verhalten der elektrischen Feldstärken, der elektrischen Leitfähigkeit und der Stromdichte (Abb. 3). Sie sind über dem Durchmesser aufgetragen. Im ersten Stadium, nach  $1 \mu\text{sec}$ , ist die Feldstärke  $E_a$  positiv. Sie wird geschwächt durch  $E_i$ , die wegen des ansteigenden Stroms nach der LENZschen Regel den Strom zu hemmen versucht und durch  $E_m$ , die wegen der nach innen gerichteten Geschwindigkeit ein negatives Vorzeichen hat. Aus der Tatsache, daß  $E_m$  nur in Wandnähe von Null verschieden ist, kann man schließen, daß der Kontraktionsvorgang eben erst begonnen hat und sich zu diesem Zeitpunkt nur auf eine dünne Plasmaschicht am Rande des Entladungsgefäßes beschränkt.  $E_a$  überwiegt jedoch die beiden Feldstärken, so daß die resultierende Feldstärke positiv bleibt und den Strom in derselben Richtung wie  $E_a$  treibt. Ihre radiale Abhängigkeit zeigt die stark durchgezogene Kurve. Für die Leitfähigkeit und damit die Stromdichteverteilung ergibt sich ein ganz anderer Verlauf. Trotz der über den gesamten Radius relativ hohen Gesamtfeldstärke fließt wegen der nur in Wandnähe von Null verschiedenen elektrischen Leitfähigkeit auch der Strom nur in den wandnahen Bezirken.

$1 \mu\text{sec}$  später hat sich das Bild der Feldstärkeverteilung noch nicht wesentlich geändert.  $E_a$  ist etwa gleich geblieben. Der Abfall von  $E_i$  erfolgt zwar bei einem etwas kleineren Radius, dafür dehnt sich der Bereich, in dem  $E_m$  von Null verschieden ist, weiter zur Achse hin aus, so daß der qualitative Verlauf der Gesamtfeldstärke über den Radius keine wesentliche Änderung erfahren hat. Die Leitfähigkeit ist erheblich angestiegen und hat sich mit ihrem Schwerpunkt von der Wand entfernt. Dies ergibt zusammen mit der Feldstärkeverteilung den neben der Leitfähigkeit dargestellten Stromdichteverlauf. Der Strom ist auf eine schmale Schicht beschränkt, die sich von der Wand gelöst hat und nach innen wandert. Dabei bleibt schwach leitfähiges und stromführendes Plasma zurück. Das bedeutet, daß nicht das gesamte Gas an der Kontraktion teilgenommen hat.

$3 \mu\text{sec}$  nach der Zündung ist  $E_a$  zwar noch positiv, aber schon wesentlich kleiner geworden.  $E_i$  ist von der Achse bis zum halben Radius noch negativ, von dort bis zur Wand aber positiv. Das heißt, daß der

Strom im inneren Teil des Plasmahohlzylinders noch zunimmt, während er in den äußeren Bezirken im Abnehmen begriffen ist. Etwa bei halbem Rohrradius wird die vom Anwachsen des Stromes erzeugte Flußänderung durch die von der Abnahme herrührende überkompensiert.  $E_m$  hat nur geringe Veränderungen erfahren. Der negative Bereich hat sich weiter zur Achse hin verschoben, d. h. es sind achsennähere Bezirke von der Radialbewegung erfaßt worden. Die elektrische Leitfähigkeit ist weiter angestiegen. Zugleich hat sich der stark leitfähige Bereich unter Zurücklassung schwach leitfähigen Plasmas weiter zur Achse hin verlagert. Dementsprechend zeigt die Stromdichteverteilung einen Hohlzylinder hoher Stromdichte bei etwa halbem Rohrradius und Gebiete niedriger Stromdichte bei größeren Radien.

Das Bemerkenswerte bei  $3 \mu\text{sec}$  ist das bereits von mehreren Autoren erwähnte Auftreten von „negativen Strömen“, d. h. Strömen, die dem Gesamtstrom entgegenlaufen. Sie führen zu Stromwirbeln in der Entladung. Von der Verteilung der Feldstärken her ist es nun möglich, eine Antwort auf die Frage nach ihrer Ursache zu geben. Die Gesamtfeldstärke beim Radius 8 cm, wo die „negativen Ströme“ fließen, ist schwach negativ. Für den Richtungswechsel der Gesamtfeldstärke an dieser Stelle und damit für das Umdrehen der Stromrichtung ist  $E_m$  verantwortlich. Da  $E_m$  aber durch die Radialbewegung des Plasmas verursacht wird, läßt sich die Frage nach der Ursache der „negativen Ströme“ folgendermaßen beantworten: durch die Radialgeschwindigkeit der Ladungsträger bei der Kontraktion der Plasmasäule im Magnetfeld der Entladung wird eine Spannung induziert. In dem betrachteten Zeitpunkt ist sie am Ort des „negativen Stromes“ der angelegten und der durch die zeitliche Stromänderung induzierten Spannung entgegengerichtet und so groß, daß sie diese beiden überwiegt und die Stromumkehr erzwingt.

$4 \mu\text{sec}$  nach dem Zündzeitpunkt ist bei der Feldstärkeverteilung insofern eine wesentliche Änderung eingetreten, als  $E_a$  nun negativ geworden ist. Trotzdem fließt der Hauptanteil des Stromes in der ursprünglichen Richtung weiter. Der Grund dafür ist die Tatsache, daß  $E_i$  wegen des abnehmenden Stromes stark positiv geworden ist und die negative Summe  $E_a + E_m$  in einem weiten Bereich übertrifft.  $E_m$  muß weiterhin negativ sein, weil die Kontraktion noch andauert. In der Randzone ist die Summe  $E_a + E_m$  größer als  $E_i$  und sorgt somit an dieser Stelle weiterhin für das Auftreten von „negativen

Strömen“ und Stromwirbeln. Obwohl die resultierende Feldstärke über den ganzen Radius sehr klein geworden ist, bleibt wegen der hohen Leitfähigkeit die Stromdichte annähernd auf gleicher Höhe.

Bei  $4,75 \mu\text{sec}$ , dem Zeitpunkt maximaler Kontraktion, pendelt  $E_m$  um die Nulllinie, da sich die Richtung der Radialbewegung gerade umdreht. Dies erfolgt nicht an allen Radien gleichzeitig, so daß Bereiche kontrahierenden Plasmas mit solchen expandierenden Plasmas abwechseln.  $E_a$  ist stark negativ und  $E_i$  wegen des weiterhin abnehmenden Stromes positiv. Leitfähigkeit und Stromdichte erreichen nun in der Achse ihr Maximum. Ihre genauen Werte können hier nicht angegeben werden, da die Messungen nur bis etwa 1 cm Radius reichen. Eine weitere Annäherung der Sonde an die Achse würde eine größere Störung der Entladung im Pinchmoment zur Folge haben.

$5 \mu\text{sec}$  nach dem Zünden expandiert das Plasma bei allen Radien. Dies äußert sich in einem durchgehend positiven  $E_m$ .  $E_a$  und  $E_i$  haben keine wesentlichen Veränderungen erfahren. Der größte Teil des Stromes fließt infolge des stark positiven  $E_i$  in der ursprünglichen Richtung weiter. Die Leitfähigkeit ist jedoch in der kurzen Zeit auf wesentlich niedrigere Werte gesunken, weswegen der Strom weiterhin abnimmt.

Faßt man die wichtigsten Vorgänge beim Stromverlauf während der ersten Kontraktionsphase noch einmal zusammen, so ergibt sich folgendes Bild: zwischen 1 und  $2 \mu\text{sec}$  nach der Zündung löst sich eine stromführende Schicht von der Wand und läuft zur Mitte, wo nach  $4,75 \mu\text{sec}$  die maximale Kompression erfolgt. Anschließend beginnt das Plasma zu expandieren. Während dieser ganzen Zeit fließt der Strom in der bewegten Schicht immer in der gleichen Richtung. Dieser kontinuierliche Strom wird von den drei Feldstärkekomponenten in wechselnder Folge getrieben. In den ersten beiden Mikrosekunden wird er von der Feldstärke  $E_a$  getragen. Bei  $3 \mu\text{sec}$  wirkt teilweise  $E_i$  in derselben positiven Richtung wie  $E_a$  und übernimmt nach  $4 \mu\text{sec}$  allein den Stromtransport in der ursprünglichen Richtung.  $E_a$  wirkt jetzt entgegengesetzt und  $E_m$  hemmt wegen der andauernden Kontraktion weiterhin den Strom.  $5 \mu\text{sec}$  nach dem Zünden expandiert das Gas, so daß  $E_m$  nun zusammen mit  $E_i$  den Strom in positiver Richtung bewirkt. Für die „negativen Ströme“ ist bei  $3 \mu\text{sec}$   $E_m$  verantwortlich. Es wird in den nächsten beiden Mikrosekunden durch  $E_a$  abgelöst.



### Höhenliniendarstellungen über Ort und Zeit

Einen noch vollständigeren Einblick in den Aufbau der Entladung, als ihn Abb. 3 gewährt, erhält man bei einer Höhenliniendarstellung der interessierenden Größen (Abb. 4, 5, 6, 7, 8). Abszisse ist

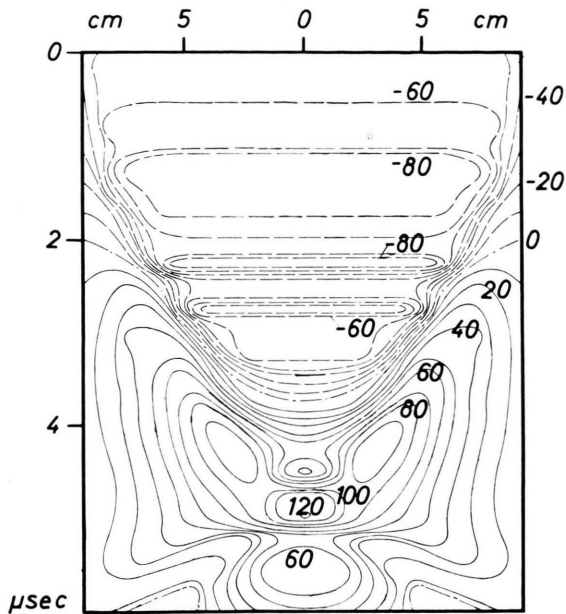


Abb. 4. Elektrische Feldstärke  $E_i$  in  $\text{V cm}^{-1}$ .

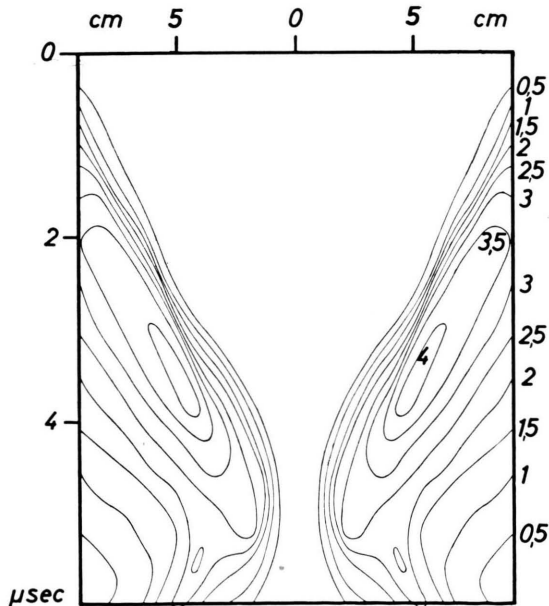


Abb. 5. Magnetfeldstärke  $B_\varphi$  in kG.

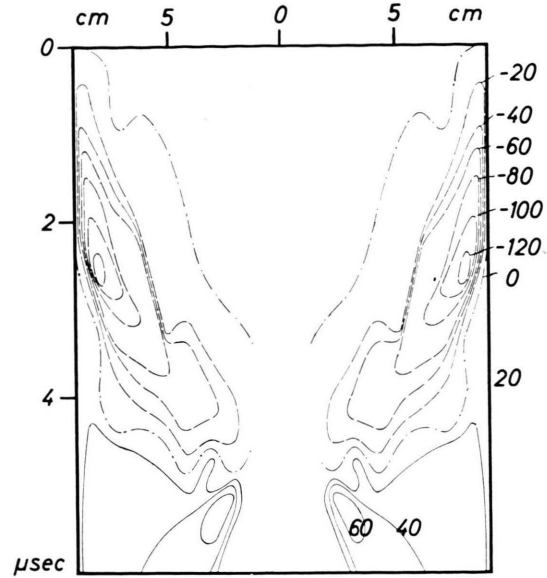


Abb. 6. Elektrische Feldstärke  $E_m$  in  $\text{V cm}^{-1}$ .

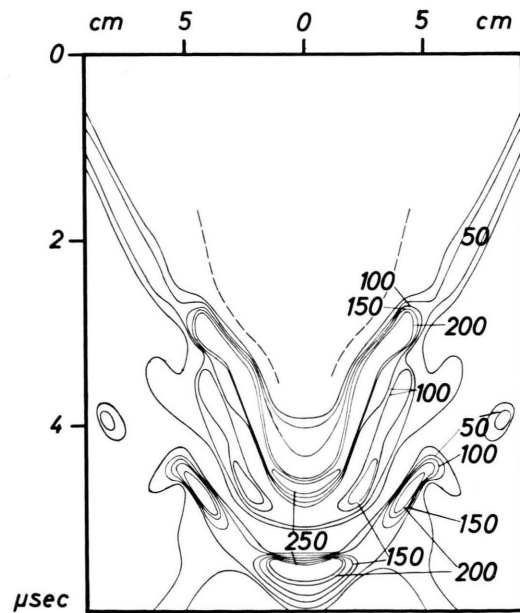


Abb. 7. Elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  in  $\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ .

wieder der Durchmesser des Entladungsgefäßes, Ordinate die Zeit; die Kurven sind Linien gleicher Zustandsgrößen.

Ergänzend zu den Erläuterungen zu  $E_i$ , die an Hand von Abb. 3 gegeben wurden, wäre noch auf die aus Abb. 4 zu entnehmenden besonders auffallenden Bereiche räumlich konstanter Feldstärke hinzuwei-

sen. Konstante Feldstärke bedeutet nach Definition von  $E_i$  (5), daß sich der Fluß von der Achse bis zur Grenze des konstanten Bereiches nicht ändert. Hier zeigt es zugleich den Teil der Entladung an, der vom Strom noch nicht erfaßt wurde, weil mit  $j$  bzw.  $dj/dt$  auch  $B$  bzw.  $dB/dt$  außerhalb des betrachteten Bereiches liegen. Da das Magnetfeld (Abb. 5) in dem betrachteten Zeitraum seine Richtung nicht ändert,  $E_m$  andererseits  $\nabla \times \mathfrak{B}$  ist, grenzt in Abb. 6 die strichpunktierte Linie nicht nur die positive von der negativen Feldstärke  $E_m$  ab, sondern auch den Bereich des zur Achse laufenden Plasmas von dem Bereich des zur Wand bewegten Plasmas. Im Inneren grenzt sie das ruhende Gas gegen das bewegte Plasma ab.

Abb. 7 zeigt das Diagramm der räumlich zeitlichen Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma$ . Es ist zu erkennen, daß sich im Verlauf der Entladung ein relativ schwach leitfähiger Pfad vom Gefäßrand bis zum halben Radius hin erstreckt. Erst dort erfolgt eine starke Leitfähigkeitserhöhung des Füllgases. Aus Abb. 6 ist die Kurve entnommen, welche angibt, wann ein Teilchen erstmals aus seiner Ruhelage weg bewegt wird. Der Verlauf dieser Kurve stimmt vom Radius 5 cm bis in Achsennähe gut mit dem der hohen elektrischen Leitfähigkeit überein. Aus diesem Grunde und wegen des gleichzeitig starken Anstieges

der Leitfähigkeit in diesem Bereich kann man den Schluß ziehen, daß diese Kurve den Verlauf der Stoßwelle darstellt. Das bedeutet aber wiederum, daß die Stoßwelle in der betrachteten Entladung erst bei halbem Gefäßradius einsetzt. Dies ist in Übereinstimmung mit der bei Streakaufnahmen<sup>1,4</sup> eines Gefäßdurchmessers beobachteten Erscheinung, daß ein intensives Aufleuchten des kontrahierenden Plasmas erst erfolgt, nachdem es sich bereits einige Zentimeter von der Gefäßwand wegbewegt hat und steht in Einklang mit dem Ergebnis unveröffentlichter Rechnungen von A. KOLLER.

In Abb. 8 ist durch die strichpunktierte Linie die Grenze zwischen „positivem und negativem“ Strom gekennzeichnet. Man erkennt, daß die Stromdichte der „negativen Ströme“ zwar immer klein bleibt, daß diese „negativen Ströme“ aber zu späteren Zeiten in großen Teilen des Entladungsgefäßes fließen. Auch das Zusammenlaufen der stromführenden Schicht ist gut zu erkennen. Die Tatsache, daß dabei aber nicht das gesamte Gas zur Mitte getrieben wird, beweisen die in Wandnähe weiterfließenden Ströme.

### Bewegung des Entladungsplasmas

Genauer über die räumlich-zeitliche Verteilung der Radialgeschwindigkeit zeigt Abb. 9. Negative Geschwindigkeitswerte bedeuten eine Bewegung zur Achse, positive eine zur Wand hin. Es fällt auf, daß

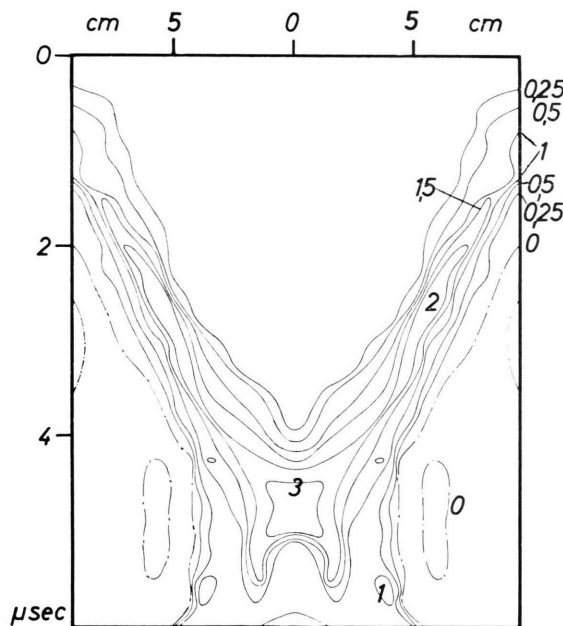


Abb. 8. Stromdichte  $j$  in  $\text{kA cm}^{-2}$ .

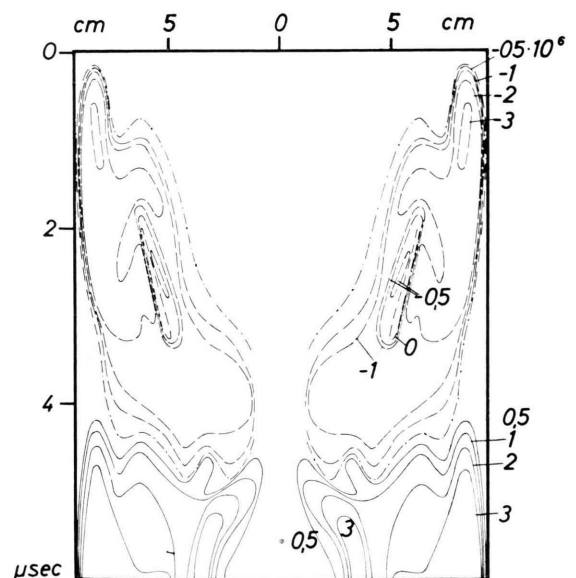


Abb. 9. Radialgeschwindigkeit  $v$  in  $\text{cm sec}^{-1}$ .

<sup>4</sup> W. HERTZ, Z. Naturforsch. 17a, 681 [1962].

bei vielen Radien eine zweimalige Beschleunigung stattfindet. Da das Plasma, das an der ersten Beschleunigung beteiligt war, inzwischen weiter zur Achse hin gewandert ist, muß bei der zweiten Beschleunigung auf demselben Radius neues Plasma erfaßt werden. Das bedeutet aber, daß zwei Wellen von der Wand zur Achse laufen. Es ist auch zu erkennen, daß bei  $0,8 \mu\text{sec}$  sowohl bei  $r = 6 \text{ cm}$  als auch bei  $8 \text{ cm}$  die Radialbewegung beginnt, während in dem Zwischengebiet das Gas noch ruht. Setzt aber die Bewegung des Plasmas bei  $6 \text{ cm}$  Radius ein, während die sich von der Wand ablösende und nach innen laufende Schicht noch  $2 \text{ cm}$  davon entfernt ist, so kann man den Schluß ziehen, daß zumindest für die Randpartien das einfache Bild vom kontrahierenden Hohlzylinder, der das zuvor ruhende Gas vor sich herschiebt und aufheizt, auch qualitativ nicht richtig ist. Zwischen  $2$  und  $3 \mu\text{sec}$  läuft ebenfalls beim Radius  $6 \text{ cm}$  ein kleiner Teil der Ladungsträger langsam nach außen, während sich der Großteil des Plasmas noch mitten in der Kontraktionsphase befindet. Außerdem ist in Abb. 9 zu erkennen, daß nach der maximalen Kontraktion die Expansion an mehreren Radien gleichzeitig einsetzt.

Ansaulicher als die Höhenliniendarstellung der Geschwindigkeit ist es, ein bestimmtes Teilchen auf seinem Weg während der Entladung zu verfolgen, also ein Weg-Zeit-Diagramm eines Volumelements zu betrachten. Mathematisch kommt man von der Höhenliniendarstellung über das totale Differential zuerst zur Beschleunigung eines Volumelements  $dv/dt$  als Funktion der Zeit

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + v \text{ grad } v. \quad (7)$$

$\partial v / \partial t$  ergibt sich aus der Differentiation derjenigen Kurve, die man beim Schnitt der „ $r, v, t$ -Fläche“ bei einem festgehaltenen Radius erhält,  $\text{grad } v$  bzw. hier  $\partial v / \partial r$  analog bei festgehaltener Zeit. Da  $v$  als Funktion von  $r$  und  $t$  bekannt ist, kann man (7) lösen. Durch zweimalige Integration ergibt sich dann das Orts-Zeit-Diagramm.

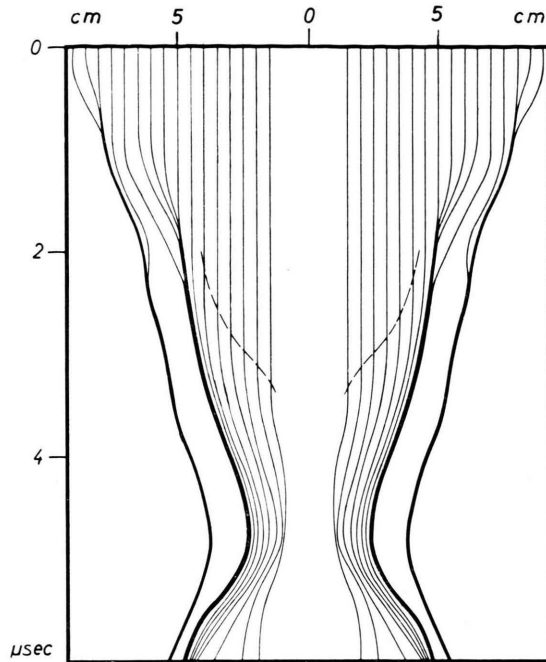


Abb. 10. Orts-Zeit-Diagramm eines Volumelements.

Diese Orts-Zeitkurven oder „Lebenslinien“ (Abb. 10) zeigen besonders deutlich die beiden zur Mitte laufenden Wellen. Aus Abb. 10 geht auch hervor, daß nur diejenigen Teilchen in Achsennähe komprimiert werden können, die sich vor Beginn der Entladung innerhalb eines Radius von  $7 \text{ cm}$  befunden haben. Der Rest wird in einer zweiten Dichtewelle vereinigt, die aber nur bis ca.  $3,5 \text{ cm}$  an die Achse herankommt. Die Front der zur Achse laufenden Stoßwelle ist in Abb. 9 gestrichelt eingezeichnet. Der an dieser Stelle zu erwartende Knick in den Lebenslinien ist wegen des begrenzten räumlichen Auflösungsvermögens der Sonden nicht stark ausgeprägt.

Herrn Prof. Dr. H. MAECKER möchte ich für viele wertvolle Diskussionen und Anregungen herzlich danken. Herr F. POHL, Frau E. KRELL, Fr. G. TESCHAUER und Fr. M. FLEISSER waren an den Messungen und Auswertungen wesentlich beteiligt.