

rechnung, daß infolge der unterschwelligen Energiedissipation durch Stenonen erheblich weniger Defekte entstehen als ohne deren Beteiligung. Die entscheidende Frage ist allerdings, ob auch im realen Fall während eines Verlagerungsprozesses in einem Kristallgitter Stenonen in merklicher Anzahl gebildet werden. Bei der direkten Verlagerung eines Atoms von seinem regulären Gitterplatz ist es aus geometrischen Gründen nicht möglich, daß es unmittelbar in

einen günstigen Gitterkanal gelangt und zu einem Stenon wird. Inwieweit dagegen Stenonen z. B. aus dem kurzzeitig sehr turbulenten Gebiet der Verlagerungskaskaden austreten können, ist zur Zeit noch ungeklärt.

Herrn Professor Dr. N. RIEHL sind wir für den regen Anteil an der Arbeit und für ihre stete Förderung sehr zu Dank verpflichtet.

## Über die Rolle der Trägheitskräfte beim linearen *z*-Pinch

Von W. HERTZ, A. KOLLER und A. MICHEL

Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG, Erlangen

(Z. Naturforschg. **19 a**, 1089—1098 [1964]; eingegangen am 30. April 1964)

In a fast linear *z*-pinch ( $f=600$  kc/s,  $W=800$  joules) the LORENTZ-force is essentially effective on the plasma near the chamber wall. Only during the later phase of the implosion it prevents the formation of the rarefaction wave, which propagates radially outward from the outer surface of the pressure wave following the shock front. The vanishing of the LORENTZ-force does not influence further propagation of the cylindrical shock wave if the discharge is crowbarred in the first current-zero before the shock front hits the axis or if the current is damped to a small amount compared with its initial value. No KRUSKAL-SCHWARZSCHILD instabilities have been observed. Under these conditions the *z*-pinch may be followed by a  $\theta$ -pinch before the plasma of the first reaches the chamber walls. There is no screw-shaped superposition of the magnetic fields in this case.

Theoretical calculations of the plasma flow are in good qualitative agreement with the experiments.

For a 60 kJ discharge plasma pressure and temperature are calculated at the time of maximum contraction by numerical integration of the equation of motion.

In Stoßentladungen besteht gemäß der Bewegungsgleichung

$$\varrho(d\mathbf{v}/dt) + \text{grad } p = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (1)$$

ein Gleichgewicht zwischen den Trägheitskräften, dem Druckgradienten und der LORENTZ-Kraft. Ist

$$\varrho |d\mathbf{v}/dt| \geq |\text{grad } p|, \quad (2)$$

so wird die Entladung als „schnell“ bezeichnet. ARTSIMOWICH<sup>1</sup> unterscheidet zwei verschiedene Entladungsformen, je nachdem, ob in (1)  $d\mathbf{v}/dt$  oder  $\text{grad } p$  vernachlässigbar ist. Das erste ist bei den stationären Einschließungsmethoden der Fall (magnetischer Spiegel, Cusp, Stellarator), das zweite bei den Pinchentladungen und bei der magnetischen Plasmabeschleunigung.

BURKHARDT und LOVBERG<sup>2</sup> fanden an einem schnellen  $B_z$ -stabilisierten linearen *z*-Pinch, daß magnetische Sondenmessungen nur dann den Druck

des eingeschlossenen Plasmas ergeben, wenn die Trägheitskräfte berücksichtigt werden.

Bei numerischen Rechnungen über die Nachströmung hinter einer zylindrischen Stoßwelle<sup>3</sup> und bei Untersuchungen des Anwachsens kleiner Unregelmäßigkeiten der Plasmaoberfläche während des Kontraktionsvorganges eines linearen *z*-Pinches<sup>4</sup> ergeben sich schon früher Hinweise darauf, daß bei Stoßentladungen Phasen unterschiedlicher Wirkung der LORENTZ-Kraft existieren.

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß es beim linearen *z*-Pinch Phasen gibt, in denen in (1) die LORENTZ-Kraft vernachlässigbar ist, sofern nur der Verlauf der Stoßwelle ohne nachfolgende adiabatische Kompression betrachtet wird. Die LORENTZ-Kraft wirkt im wesentlichen nur während der Anfangsphase der Entladung am Rande des Gefäßes und löst eine Stoßwelle aus. In der anschließenden

<sup>1</sup> L. A. ARTSIMOWICH, Proc. 2<sup>nd</sup> UN Int. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, Geneva 1958, Vol. **31**, 6.

<sup>2</sup> L. C. BURKHARDT u. R. H. LOVBERG, Proc. 2<sup>nd</sup> UN Int. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, Geneva 1958, Vol. **32**, 39.

<sup>3</sup> A. KOLLER, Z. Angew. Math. Mech. **42** [1962], Sonderheft, T 145.

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



Implosionsphase läuft die Stoßwelle kräftefrei und die LORENTZ-Kraft übt lediglich einen gewissen Einfluß auf den der Stoßwelle folgenden abfallenden Teil des Druckberges aus. Ist die LORENTZ-Kraft gegenüber den gasdynamischen Kräften zu vernachlässigen, so treten auch die KRUSKAL-SCHWARZSCHILD-Instabilitäten<sup>5</sup> des linearen  $z$ -Pinches nicht mehr auf.

Da die beschleunigende Wirkung der LORENTZ-Kraft auf eine kurze Anfangsphase der Entladung beschränkt ist, kann danach der Entladungsstrom unterdrückt werden und es besteht die Möglichkeit, nach einer im wesentlichen magnetfeldfreien Trägheitsphase dem  $z$ -Pinch einen  $\Theta$ -Pinch folgen zu lassen, bevor das expandierende Plasma die Wand erreicht hat, ohne daß sich die zueinander orthogonalen Magnetfelder schraubenförmig überlagern. Die Temperatur im Augenblick der stärksten Kontraktion ergibt sich aus der Integration der Bewegungsgleichung mit Berücksichtigung der Trägheitsglieder. Bei Vernachlässigung der letzteren erhält man die BENNETT-Gleichung<sup>6</sup>.

## 1. Experimente am abgeschalteten $z$ -Pinch

### 1.1 Experimentelle Anordnung

In einer schnellen linearen  $z$ -Pinch-Apparatur wird der Entladungsstrom zu einem frei wählbaren Zeitpunkt

kurzgeschlossen (Abb. 1), um die LORENTZ-Kräfte zu unterdrücken. Die Batterie besteht aus einer symmetrischen Anordnung von vier in sich koaxial aufgebauten MP-Impulskondensatoren (Hersteller: Siemens & Halske, Bauelementewerk München) von je  $1 \mu\text{F}/20 \text{ kV}$  und einer Resonanzfrequenz von  $1,45 \text{ MHz}$ , wobei jeder Kondensator mit einer Niederdruckfunken-

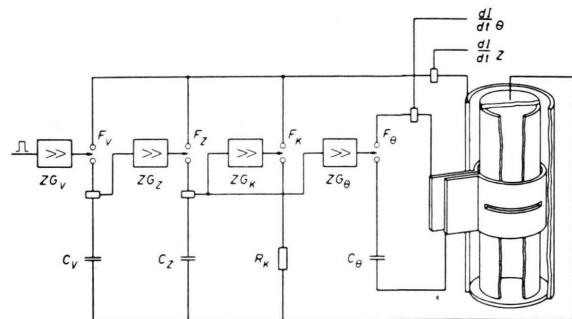


Abb. 1 b. Blockschaltbild.

strecke zu einer Einheit verbunden ist. Die Batterie hat im Kurzschluß bei  $20 \text{ kV}$  Ladespannung folgende Daten:  $L_K = 4,7 \text{ nH}$ ,  $f_K = 1,13 \text{ MHz}$ ,  $I_{K \max} = 500 \text{ kA}$ ,  $(dI/dt)_{t=0} = 4,25 \cdot 10^{12} \text{ A/sec}$ . Die Aufbauzeit der Entladung in den Niederdruckfunkenstrecken, gemessen vom Anstieg der Triggerspannungswelle bis zum Beginn des Zusammenbruchs der Zugspannung, beträgt 48 nsec, die mittlere statistische Streuzeit 0,3 nsec, sofern der Triggerstift in der Kathode sitzt<sup>7</sup>. Die Funkenauflaufzeit ist oberhalb 1 kV von der Zugspannung

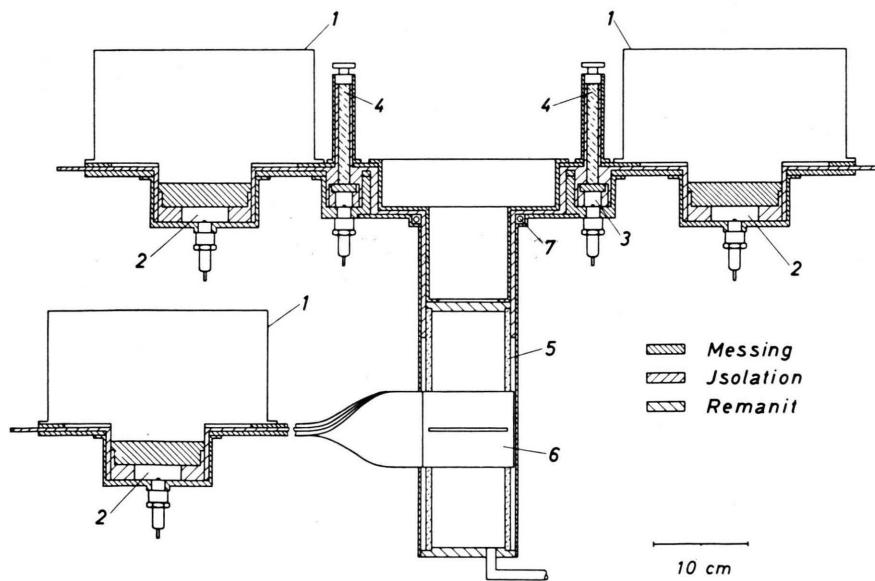


Abb. 1 a. Schematische Darstellung der Versuchsanordnung. Maßstäbliche Schnittzeichnung.  
 1: Kondensatoren, 2: Niederdruckfunkentestrecke, 3: Niederdruck-Ringfunkentestrecke zum Kurzschluß des  $z$ -Pinchstromes, 4: Dämpfungswiderstände, 5: Entladungsgefäß, 6:  $\Theta$ -Spule, 7: Rogowski-Spule.

<sup>5</sup> M. KRUSKAL u. M. SCHWARZSCHILD, Proc. Roy. Soc., Lond. A **223**, 348 [1954].

<sup>6</sup> W. H. BENNETT, Phys. Rev. **45**, 90 [1934].

<sup>7</sup> Über Einzelheiten der Niederdruckfunkentestrecke wird an anderer Stelle berichtet.

praktisch unabhängig. Aus diesem Grunde können die Kondensatoren der Batterie sowohl untereinander als auch mit dem Entladungsgefäß so eng wie möglich zusammengebaut werden.

Das Entladungsgefäß ist ein Glaszylinder von 20 cm  $\varnothing$  und 50 cm Höhe mit über Metall-Glas-Verbindungen angeschmolzenen ebenen  $V_2A$ -Elektroden. Als Rückleiter dient ein eng am Glasrohr anliegender Kupferzylinder. Die Eigenfrequenz des aus Kondensatorbatterie und Entladungsgefäß bestehenden Kreises beträgt 600 kHz. Um den Entladungsstrom in einem vorgewählten Zeitpunkt unterdrücken zu können, ist um den Rückleiter eine ringförmige Niederdruckfunkenstrecke angeordnet, die es gestattet, die zwischen den Elektroden anliegende Spannung über einen geeigneten Widerstand kurzzuschließen. Diese Ringfunkenstrecke ist mit 16 Triggerstiften ausgerüstet und hat, solange sich die Trigger in der Kathode befinden, die gleichen Aufbau- und Streuzeiten wie die Einzelfunkenstrecken.

Die Spannung am Entladungsgefäß und der Strom bzw. dessen zeitliche Änderung wurden elektrisch gemessen. Durch eine Lochreihe im Rückleiter wurden mit einem elektrostatisch fokussierenden Bildwandler (RCA) und einer Trommelkamera von 100 m/sec Filmgeschwindigkeit side-on-Streak-Aufnahmen gewonnen. Für Momentaufnahmen stand außer der RCA-Apparatur noch eine magnetisch fokussierende Bildwandlerröhre zur Verfügung. Die vordere Hälfte des Rückleiters wurde dabei durch ein Maschendrahtnetz von 2 mm Maschenweite ersetzt. Die Belichtungszeit der Momentaufnahmen beträgt in allen Fällen  $10^{-7}$  sec.

Zur Bemessung des äußeren Stromkreises sei folgendes bemerkt. Die Induktivität des Stromkreises zu Beginn der Entladung errechnet sich aus den Kurzschlußdaten der Batterie und den Gefäßabmessungen zu etwa  $2 \cdot 10^{-8}$  H. Soll ein starker Stromimpuls etwa 1  $\mu$ sec dauern, so folgt aus  $T = 2 \pi \sqrt{LC} = 2 \mu$ sec die Kapazität  $C = 5 \cdot 10^{-6}$  F. Die kritische Dämpfung dieses Kreises würde mit einem Serienwiderstand von  $0,1 \Omega$  erfolgen, und zwar mit einer Zeitkonstante von ca.  $4 \cdot 10^{-7}$  sec. Bei dieser Dämpfungszeit erhält man keinen hinreichend

starken Anfangsimpuls. Deshalb muß unterkritisch gedämpft werden, wozu der Widerstand des Entladungskreises ausreicht. Unter diesen Bedingungen wird die gespeicherte Energie zum überwiegenden Teil dem Gas zugeführt (einschließlich etwaiger eingeschlossener Magnetfelder).

## 1.2 Ergebnisse

Die Trommelkameraaufnahmen in Abb. 2 geben einen Überblick über die Entladungen bei verschiedenen Anfangsdrucken. Der Entladungsstrom wurde dabei nicht kurzgeschlossen. Für Drucke  $\geq 0,6$  Torr genügen die mit der 800 Wsec-Kondensatorbatterie erreichbare Stromanstiegsgeschwindigkeit und der Maximalstrom nicht, um eine Stoßwelle ausreichend großer MACH-Zahl zu erzeugen. Der Temperatursprung beim Zusammenprall der zylindrischen Stoßwelle in der Achse reicht nicht aus, um ein photographisch registrierbares Leuchten zu erzeugen. Bei Drucken  $< 0,6$  Torr ist eine deutlich sichtbare Kompression, gefolgt von einem Aufleuchten des Plasmas in der Gefäßachse, zu beobachten. Die Kompressionsgeschwindigkeit und die Intensität des Aufleuchtens nehmen mit abnehmendem Druck zu. Die hohe Lichtintensität am Anfang der Aufnahme entspricht der ersten Stromhalbperiode, der darauf folgende dunklere Streifen der Umgebung des ersten Stromnulldurchgangs.

In der zeitlichen Umgebung des ersten Stromnulldurchgangs löst sich von der kontrahierenden Leuchtschicht, deutlich sichtbar auf den Aufnahmen bei 0,5 und 0,3 Torr, eine Verdünnungswelle ab, die praktisch beim Ablöseradius stehen bleibt und durch die folgenden Stromhalbwellen nur sehr schwach komprimiert wird. Um diese Phänomene besser unter-

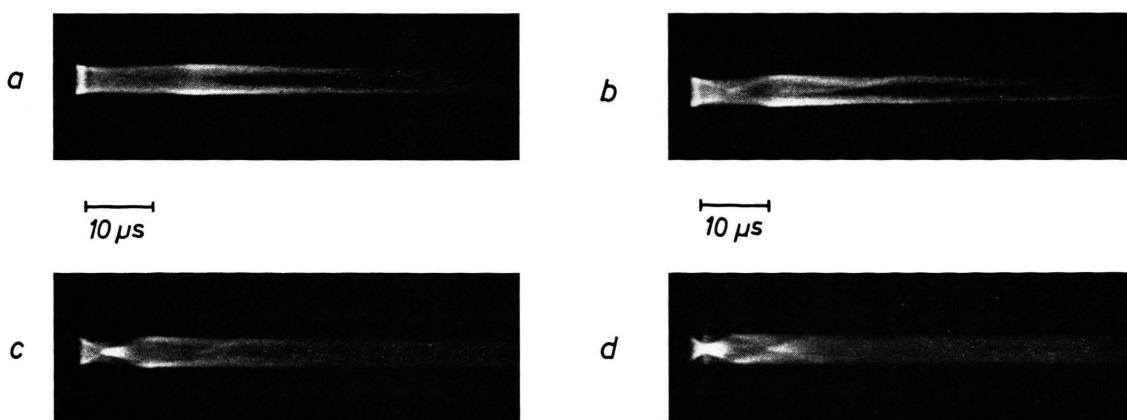


Abb. 2. Trommelkameraaufnahmen des nicht kurzgeschlossenen z-Pinches bei verschiedenen Anfangsdrucken. Gefäßdurchmesser 20 cm. a) 0,6 Torr  $H_2$ , b) 0,5 Torr  $H_2$ , c) 0,35 Torr  $H_2$ , d) 0,16 Torr  $H_2$ .

suchen zu können, wurden mit einem elektrostatisch fokussierenden Bildwandler Streakaufnahmen großer Raum- und Zeitauflösung gemacht. Diese Aufnahmen sind in Abb. 3 a – c \* für 0,5 Torr und in Abb. 4 a – c für 0,1 Torr zusammen mit dem Strom- und Spannungsverlauf wiedergegeben.

Abb. 3 a zeigt den Verlauf einer nicht kurzgeschlossenen Entladung. In Abb. 3 b wurde das Entladungsgefäß unmittelbar nach dem Strommaximum und in Abb. 3 c kurz vor dem ersten Stromnulldurchgang kurzgeschlossen. Der wesentliche Verlauf des optischen Entladungsbildes ist in allen drei Fällen derselbe. Während der ersten Stromhalbwelle setzt eine Kompression ein, die zur Ausbildung einer Stoßwelle führt. Die Stoßfront selbst ist auf dem Weg zur Achse optisch nicht registrierbar, jedoch im Zeitpunkt des Zusammenpralls in der Achse, in dem ein intensives Aufleuchten in der Gefäßmitte erfolgt, und zwar in allen drei Aufnahmen praktisch zur selben Zeit nach dem Zünden der Entladung. Die auf den Bildern mit langsam abnehmender Geschwindigkeit sich zur Achse bewegende Leuchtfront stammt von der hinter der Stoßfront nachströmenden Druckwelle. Die Abnahme der Geschwindigkeit zeigt an, daß diese Druckwelle durch eine Verdünnungswelle abgebaut wird. Der Einsatz der Verdünnungswelle ist besonders in Abb. 3 c gut zu sehen. Sie löst sich etwa in dem Augenblick von der einwärts strömenden Druckwelle ab, in dem der Entladungsstrom am Ende der ersten Halbperiode Null wird und nach dem zu diesem Zeitpunkt erfolgenden Kurzschluß sehr klein bleibt. In diesem Fall bleibt die Verdünnungswelle praktisch beim Ablöseradius stehen, d. h. ihre Geschwindigkeit relativ zur Stoßfront radial nach außen ist dieselbe, mit der die Stoßfront zur Achse läuft.

Die Verdünnungswelle ist auch in Abb. 3 a und 3 b zu beobachten, nur bleibt sie in diesen Fällen nach der Ablösung nicht am Ablöseradius stehen, sondern wird noch so lange geringfügig zur Achse hin komprimiert, wie der Strom durch das Plasma mit merklicher Stärke fließt.

Nach dem Zusammenprall der Stoßwelle in der Achse läuft eine reflektierte Stoßwelle zunächst mit geringer, später mit großer Geschwindigkeit radial nach außen. Die anfänglich geringe Geschwindigkeit führt daher, daß die reflektierte Welle einige Zeit gegen die einwärts gerichtete Strömung anlaufen muß. Ist das Gebiet der Nachströmung durchlaufen,

so nimmt die Expansionsgeschwindigkeit zu. Das ist besonders deutlich aus den Trommelkameraaufnahmen zu entnehmen, die eine lineare Zeitskala haben (Abb. 2).

Die Streak-Aufnahmen der Abb. 3 und 4 zeigen während der Kontraktionsphase eine Streifenstruktur, obwohl ein zylindrischer Stromrückleiter verwendet wurde. Die Ursache der Streifen ist noch nicht festgestellt. Vermutlich liegt es an der Art der Stromzuführung über 16 mit den Elektroden verschraubten Kupferstreifen. Für diese Erklärung scheint die achtzählige Symmetrie auf vielen Streak-Aufnahmen zu sprechen.

In Abb. 4 sind Aufnahmen bei 0,1 Torr H<sub>2</sub> wiedergegeben, und zwar in 4 a bei Kurzschluß unmittelbar nach dem ersten Strommaximum, in 4 b im ersten Stromnulldurchgang und in 4 c so kurz nach Entladungsbeginn, daß der Strom nur noch das 0,6-fache der Maximalamplitude von 4 a erreicht.

Die Aufnahmen a und b zeigen eine größere Kontraktionsgeschwindigkeit als bei 0,5 Torr und lassen infolge der Überexposition den Zusammenprall der Stoßfront in der Achse nicht mehr erkennen. In Bild 4 a löst sich keine Verdünnungswelle mehr ab, da der Entladungsstrom bis zur Maximalkontraktion noch einen beträchtlichen Wert hat. Bei der Expansion kommt das Plasma nicht ganz zur Wand; es wird sogar ein zweites Mal unter Ausbildung einer Stoß- und Verdünnungswelle komprimiert. In 4 b löst sich nach etwa 1  $\mu$ sec eine Verdünnungswelle in der Form eines schwachen Schleiers von der kontrahierenden Leuchtschicht ab, da zu diesem Zeitpunkt der Strom auf Null absinkt. Nach dem Kurzschluß steigt der Elektrodenstrom noch einmal bis zur halben Maximalamplitude an, was auf Plasmaringströme schließen läßt, die durch Sondenmessungen auch gefunden wurden.

Die Aufnahmen bei 0,1 Torr H<sub>2</sub> Anfangsdruck zeigen, daß bei Kurzschluß des Entladungsstromes die Laufzeit der Stoßwelle nur dann wesentlich länger wird, wenn der Strom zu Beginn der Entladung nur einen kleinen Maximalwert erreicht.

Die Momentaufnahmenserien der Abb. 5 läßt in den Bildern der Implosionsphase eine Streifenstruktur erkennen. Die vermutliche Ursache dieser Streifen wurde bereits bei den Streak-Aufnahmen diskutiert. Die Raumauflösung des verwendeten Bildwandlers beträgt etwa 1 mm am Ort der Entladung.

Die Aufnahmen zeigen im Augenblick der stärksten Einschnürung des intensiv leuchtenden Plasmas

\* Abb. 3 bis 6 auf Tafel 1098 a, b.

und während der daran anschließenden Expansion auf der Oberfläche der Leuchtschicht keine makroskopischen Instabilitäten. Dieses Ergebnis erklärt sich aus dem Fehlen eines hohen magnetischen Druckes in diesen Phasen der Entladung. Ein ähnliches Verhalten stellte ZWICKER<sup>8</sup> an Heliumentladungen hohen Anfangsdruckes fest.

### 1.3 Anschluß eines $\Theta$ -Pinches an einen abgeschalteten *z*-Pinch

Wenn das Magnetfeld des *z*-Pinches auf einen hinreichend kleinen Wert abgefallen ist, kann ein  $\Theta$ -Pinch angeschlossen werden, ohne daß schraubenförmige Magnetfelder und die damit verbundenen Instabilitäten entstehen. Während der Abklingzeit des *z*-Pinches bis zum Einschalten des  $\Theta$ -Pinches haben im wesentlichen die Trägheitskräfte die Einschließung zu bewirken. Das Plasma soll dabei als eingeschlossen gelten, solange es die Zylinderwand nicht berührt.

Um das Prinzip zu demonstrieren, wurde die zuvor beschriebene *z*-Pinch-Apparatur durch Anfügen eines  $\Theta$ -Stromkreises erweitert. Aus konstruktiven Gründen war es erforderlich, das 20 cm  $\phi$ -Gefäß durch ein Entladungsrohr von 9 cm Innendurchmesser und 25 cm Länge zu ersetzen. Um die Mitte des Gefäßes lag eine 9 cm breite  $\Theta$ -Spule (Abb. 1). Die Kapazität des  $\Theta$ -Kreises betrug  $5,4 \mu\text{F}$ , die Ladespannung 20 kV und die Eigenfrequenz 227 kHz.

Die Streak-Aufnahme Abb. 6 a zeigt einen im zweiten Stromnulldurchgang abgeschalteten *z*-Pinch allein. Abb. 6 b und 6 c geben einen abgeschalteten *z*-Pinch wieder, dem nach  $2,2 \mu\text{s}$  bzw. nach  $2,8 \mu\text{s}$  ein  $\Theta$ -Pinch folgt.  $3 \mu\text{s}$  vor Beginn der *z*-Pinchentladung erfolgte eine schwache, nicht kontrahierende Vorionisation. In Abb. 6 a gelangt das immer schwächer leuchtende expandierende Plasma nach  $2,3 \mu\text{s}$  an die Wand. In Abb. 6 b erreicht es nach dem *z*-Pinch nicht die Wand, sondern wird durch das ansteigende magnetische Längsfeld aufgehalten und dann komprimiert. Gegenüber Abb. 6 a verdoppelt sich etwa die oben definierte Einschließungszeit. Abb. 6 c zeigt schließlich eine Entladung, in der der  $\Theta$ -Pinch erst einsetzt, nachdem das Plasma bereits bis zur Wand gekommen ist.

## 2. Zur Theorie der Druckwelle

Eine genaue Berechnung der Druckwelle hinter einer zylindrischen Stoßwelle ist nur auf numeri-

schem Wege möglich, da die Randbedingungen an der Stoßwellenfront zu berücksichtigen sind. Solche Rechnungen wurden durchgeführt<sup>3</sup> und ergaben ein Ansteigen der Größen Druck, Temperatur, Dichte und Geschwindigkeitsbetrag nach der Stoßfront. Im folgenden werden Schlüsse aus Vorzeichenbetrachtungen und aus analytischen Lösungen der Strömungsgleichungen gezogen.

### 2.1 Die Methode der Ungleichungen

Die einwärtslaufende Welle möge in zwei Gebiete zerfallen (Abb. 7 a) :

1. in das Gebiet von der Stoßfront bis zum Dichtemaximum,
2. in das Gebiet nach dem Dichtemaximum.

Die Kontinuitäts- und die Bewegungsgleichung seien

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \varrho}{\partial t} &= -w \frac{\partial \varrho}{\partial r} - \varrho \frac{\partial w}{\partial r} - \varrho \frac{w}{r}, \\ \frac{\partial w}{\partial t} &= -w \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{K}{\varrho}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Dabei ist  $r$  der Ort,  $t$  die Zeit,  $\varrho$  die Dichte,  $w$  die Geschwindigkeit,  $p$  der Druck und  $K$  die äußere Kraft (LORENTZ-Kraft).

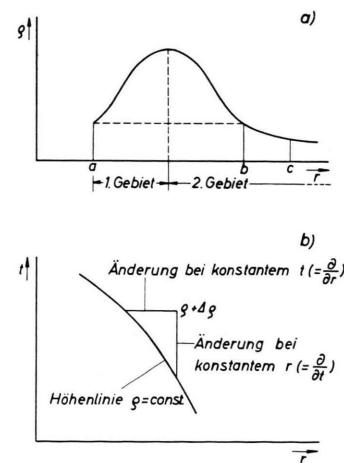


Abb. 7. Zur Theorie der ebenen und zylindrischen Druckwellen.

Im ersten Gebiet werde überall  $w < 0$ ,  $\partial w / \partial r < 0$ ,  $\partial p / \partial r > 0$ ,  $K < 0$ ,  $\partial \varrho / \partial r > 0$  angenommen. Nach (3) ist in diesem Gebiet überall  $\partial \varrho / \partial t > 0$  und  $\partial w / \partial t < 0$ . Aus Abb. 7 b wird ersichtlich, daß bei dem dort gezeichneten Verlauf der Höhenlinien (z. B. der Linie  $\varrho = \text{const.}$ ), wie er der radial einwärts laufenden Welle entspricht, mit  $\partial / \partial t \geq 0$  auch  $\partial / \partial r \geq 0$  folgt.

<sup>8</sup> H. ZWICKER, Z. Phys. 177, 54 [1964].

Die genannten Bedingungen für das erste Gebiet sind also in sich konsistent.

Es seien nun zu Beginn der Entladung  $w = 0$  und alle Gradienten gleich Null, nur die LORENTZ-Kraft  $K$  sei negativ. Dann folgt aus der zweiten Gleichung von (3) zunächst  $\partial w / \partial t < 0$ , also  $w < 0$ , daraufhin aus der ersten Gleichung von (8)  $\partial \varrho / \partial t > 0$ . Da  $|K|$  nach dem Rand hin ansteigt, ist auch  $\partial w / \partial r < 0$ . Da durch die Wand des Gefäßes kein Gas strömen kann, bilden sich zwei Gebiete: im ersten ist  $\partial \varrho / \partial r > 0$ , also auch  $\partial p / \partial r > 0$ , im zweiten  $\partial \varrho / \partial r < 0$ , also auch  $\partial p / \partial r < 0$ . Die Ungleichungen des ersten Gebietes sind damit erfüllt.

Nun liefern zu einem späteren Zeitpunkt außer  $K$  auch noch die Gradienten einen gleichsinnigen Beitrag zu  $\partial w / \partial t$  und zu  $\partial \varrho / \partial t$ . Diese Größen wachsen also dem Betrage nach, folglich nach den Erläuterungen zu Abb. 7 b auch die Gradienten  $\partial w / \partial r$  und  $\partial \varrho / \partial r$ . Das kann dazu führen, daß die Gradienten in der Bewegungsgleichung schließlich die LORENTZ-Kraft, die zu Beginn dominierte, überwiegen.

Im zweiten Gebiet ist  $w < 0$ ,  $\partial w / \partial r > 0$ ,  $\text{grad } p < 0$ ,  $K < 0$ ,  $\text{grad } \varrho < 0$  anzunehmen. In der ersten Gleichung von (3) werden auf der rechten Seite das erste und zweite Glied negativ, so daß die Dichte vermöge dieser beiden Glieder im Laufe der Zeit abnimmt. Das dritte Glied, das den Einfluß der Zylindersymmetrie enthält, wird positiv, so daß die Abnahme von  $\varrho$  dadurch gehemmt wird. In der zweiten Gleichung von (3) werden die ersten beiden Glieder positiv, nur  $K$  bleibt negativ. Im zweiten Gebiet findet eine Beschleunigung nach außen, d. h. eine Abbremsung der radial nach innen gerichteten Bewegung statt. Nur die LORENTZ-Kraft wirkt der Abbremsung entgegen. Da hier die Gradienten kleiner werden können, kann die LORENTZ-Kraft im zweiten Gebiet wieder zur Geltung kommen.

## 2.2 Die ebene, kräftefreie Druckwelle

Es gibt strenge Lösungen der Strömungsgleichungen<sup>9</sup>, die einen weiteren Aufschluß über das Verhalten einer Gaswelle endlicher Amplitude geben. Wir betrachten zuerst die kräftefreie, ebene, isotrope Strömung, die durch die Gleichungen

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \varrho}{\partial t} + w \frac{\partial \varrho}{\partial r} + \varrho \frac{\partial w}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial w}{\partial t} + w \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial p}{\partial t} + \varkappa p \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial p}{\partial r} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

beschrieben wird.  $\varkappa$  ist das Verhältnis der spezifischen Wärmen  $c_p / c_v$ . Es wird eine Lösung mit den Eigenschaften  $w = w(\varrho)$ ,  $p = p(\varrho)$ ,  $\partial \varrho / \partial t = U(\partial \varrho / \partial r)$  gesucht. Das führt zu dem System gewöhnlicher Differentialgleichungen

$$\left. \begin{aligned} U + w + \varrho \frac{dw}{d\varrho} &= 0, \\ (U + w) \frac{dw}{d\varrho} + \frac{1}{\varrho} \frac{dp}{d\varrho} &= 0, \\ \varkappa p \frac{dw}{d\varrho} + (U + w) \frac{dp}{d\varrho} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

$U$  muß die Bedingung

$$(U + w) [(U + w)^2 - \varkappa(p/\varrho)] = 0 \quad (6)$$

erfüllen. Uns interessiert der Wert

$$U = -w \pm \sqrt{\varkappa(p/\varrho)}, \quad (7)$$

der für (5) die Lösungen

$$\begin{aligned} p &= p_0 (\varrho/\varrho_0)^\varkappa, \\ w &= w_0 \mp \frac{2}{\varkappa-1} c_0 [(\varrho/\varrho_0)^{(\varkappa-1)/2} - 1], \\ c_0^2 &= \varkappa p_0 / \varrho_0 \end{aligned} \quad (8)$$

liefert, wo  $\varrho_0$ ,  $p_0$ ,  $w_0$  Integrationskonstanten sind. Die allgemeine Lösung der ebenfalls benutzten Differentialgleichung  $\partial \varrho / \partial t = U(\partial \varrho / \partial r)$  ist

$$q = F[r + U(\varrho)t], \quad U(\varrho) = -w_0 \pm \frac{\varkappa+1}{\varkappa-1} c_0 \left( \frac{\varrho}{\varrho_0} \right)^{(\varkappa-1)/2} \mp \frac{2 c_0}{\varkappa-1}. \quad (9)$$

$q = F(r)$  ist die Dichte zur Zeit  $t = 0$ . Der Zustand  $q = \text{const.}$  bewegt sich mit der Geschwindigkeit  $-U(\varrho)$ . Da  $w$  und  $p$  Funktionen von  $\varrho$  allein sind, bewegen sich auch die Zustände  $w = \text{const.}$  und  $p = \text{const.}$  mit derselben Geschwindigkeit.

Um nun eine Welle der Gestalt der Abb. 7 a zu untersuchen, die sich nach links bewegen soll [oberes Vorzeichen in (7) bis (9)], sei  $\varrho = \varrho_0$ ,  $w = w_0 < 0$  an der Stelle a. Derselbe Zustand herrscht an der Stelle b. Er bewegt sich mit der Geschwindigkeit  $-U = w_0 - c_0$  nach links.

Gesucht wird die Stelle, an der  $w = 0$  ist. Für sie gilt nach (8)

$$\begin{aligned} \left( \frac{\varrho}{\varrho_0} \right)^{(\varkappa-1)/2} - 1 &= \frac{\varkappa-1}{2} \frac{w_0}{c_0}, \\ \left( \frac{\varrho}{\varrho_0} \right) &= \left( 1 + \frac{\varkappa-1}{2} \frac{w_0}{c_0} \right)^{2/(\varkappa-1)}. \end{aligned} \quad (10)$$

Da  $w_0 < 0$ , ist  $\varrho/\varrho_0 < 1$ . Die Stelle c in Abb. 7 a, an der  $w = 0$  ist, liegt in dem Gebiet, in dem  $\varrho < \varrho_0$  ist,

<sup>9</sup> A. KOLLER, Dissertation, Techn. Hochschule München 1964.

also rechts von b. Der Teil zwischen a und c stellt die nach links gerichtete Strömung dar, er umfaßt den Druckberg. Nur der Teil rechts von c strömt nach rechts. Diese Betrachtung zeigt, daß sich der größte Teil einer einmal ins Laufen gekommenen Druckwelle auch ohne LORENTZ-Kraft noch weiterbewegt, der Teil zwischen a und b sogar mit unverminderter Geschwindigkeit.

Bei dieser Betrachtung wurden der Einfluß der Zylindersymmetrie und der äußeren Kraft vernachlässigt, sowie Isentropie vorausgesetzt.

### 2.3 Die zylindrische Druckwelle mit äußerer Kraft

Die Gleichungen der zylindrischen Radialströmungen mit äußerer Kraft lauten:

$$\left. \begin{aligned} \varrho_t + w \varrho_r + \varrho w_r &= - \frac{\varrho w}{r}, \\ w_t + w w_r + \frac{1}{\varrho} p_r &= K, \\ p_t + \varkappa p w_r + w p_r &= - \varkappa \frac{p w}{r}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Für  $w = w(\varrho)$ ,  $p = p(\varrho)$  entsteht daraus

$$\left. \begin{aligned} \varrho_t + \left( w + \varrho \frac{dw}{d\varrho} \right) \varrho_r &= - \frac{\varrho w}{r}, \\ \frac{dw}{d\varrho} \varrho_t + \left( w \frac{dw}{d\varrho} + \frac{1}{\varrho} \frac{dp}{d\varrho} \right) \varrho_r &= K, \\ \frac{dp}{d\varrho} \varrho_t + \left( \varkappa p \frac{dw}{d\varrho} + w \frac{dp}{d\varrho} \right) \varrho_r &= - \varkappa \frac{p w}{r}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$\varrho$  wird in der impliziten Gestalt  $\varphi(\varrho, r, t) = \text{const}$  gesucht. Aus

$$\begin{aligned} d\varphi &= \frac{\partial \varphi}{\partial \varrho} d\varrho + \frac{\partial \varphi}{\partial r} dr + \frac{\partial \varphi}{\partial t} dt = 0 \\ \text{folgt} \quad \frac{\partial \varrho}{\partial t} &= - \frac{\partial \varphi / \partial t}{\partial \varphi / \partial \varrho}; \quad \frac{\partial \varrho}{\partial r} = - \frac{\partial \varphi / \partial r}{\partial \varphi / \partial \varrho}. \end{aligned} \quad (13)$$

Damit entsteht aus (12)

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \left( w + \varrho \frac{dw}{d\varrho} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial r} - \frac{\varrho w}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \varrho} &= 0, \\ \frac{dw}{d\varrho} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \left( w \frac{dw}{d\varrho} + \frac{1}{\varrho} \frac{dp}{d\varrho} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial r} - K \frac{\partial \varphi}{\partial \varrho} &= 0, \\ \frac{dp}{d\varrho} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \left( \varkappa p \frac{dw}{d\varrho} + w \frac{dp}{d\varrho} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial r} - \varkappa \frac{p w}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \varrho} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

$$\text{Der Ansatz} \quad \frac{\partial \varphi}{\partial t} = U \frac{\partial \varphi}{\partial r}; \quad \frac{\partial \varphi}{\partial \varrho} = V \frac{\partial \varphi}{\partial r} \quad (15)$$

führt (14) über in

$$\left. \begin{aligned} \left( U + w - \frac{\varrho w}{r} V \right) d\varrho + \varrho dw &= 0, \\ KV d\varrho + (U + w) dw + \frac{1}{\varrho} dp &= 0, \\ -\varkappa \frac{p w}{r} V d\varrho + \varkappa p dw + (U + w) dp &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Um die Abhängigkeit von  $r$  in (16) zu entfernen, setze man

$$V = F(\varrho, w, p)r; \quad K = k(\varrho, w, p)/r. \quad (17)$$

$F$  ist dabei eine andere Funktion als in (9). Dann wird aus (16)

$$\left. \begin{aligned} (U + w - \varrho w F) d\varrho + \varrho dw &= 0, \\ k F d\varrho + (U + w) dw + \frac{1}{\varrho} dp &= 0, \\ -\varkappa p w F d\varrho + \varkappa p dw + (U + w) dp &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Damit nichttriviale Lösungen existieren, muß die Koeffizientendeterminante verschwinden:

$$\begin{vmatrix} U + w - \varrho w F & \varrho & 0 \\ k F & U + w & \frac{1}{\varrho} \\ -\varkappa p w F & \varkappa p & U + w \end{vmatrix} = 0 \quad (19)$$

oder

$$(U + w) \cdot \left[ (U + w)^2 - \varrho w F(U + w) - k F \varrho + \frac{\varkappa p}{\varrho} \right] = 0, \quad (20)$$

d. h.  $U = -w$  oder

$$U = -w + \frac{\varrho w F}{2} \pm \sqrt{\frac{\varrho^2 w^2 F^2}{4} + k F \varrho + \frac{\varkappa p}{\varrho}}. \quad (21)$$

Aus (15) und (13) folgt  $\partial \varrho / \partial t = U(\partial \varrho / \partial r)$ , d. h.  $U$  ist wieder die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Zustandes  $\varrho = \text{const}$ . Die charakteristischen Gleichungen von (15) sind

$$\frac{\partial t}{\partial r} = -\frac{1}{U}, \quad \frac{\partial \varrho}{\partial r} = -\frac{1}{V} = -\frac{1}{F r}, \quad (22)$$

woraus für  $F$  folgt

$$F = -\frac{1}{r} \left( \frac{\partial \varrho}{\partial r} \right)^{-1}. \quad (23)$$

Aus (21) und (23) folgt: je größer der Dichtegradient, um so kleiner wird der Einfluß der Zylindersymmetrie und der äußeren Kraft auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Druckwelle, da dann

die Glieder mit  $F$  in (11) klein werden. In der Anfangsphase ist  $w = 0$  oder  $|w|$  sehr klein, ebenso ist der Dichtegradient klein. Dann überwiegt das Glied aus (11), das die äußere Kraft  $k$  enthält.

#### 2.4 Schematisches Bild der Strömung

In Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ergibt sich das in Abb. 8 dargestellte Bild der Strömung in der Entladung.

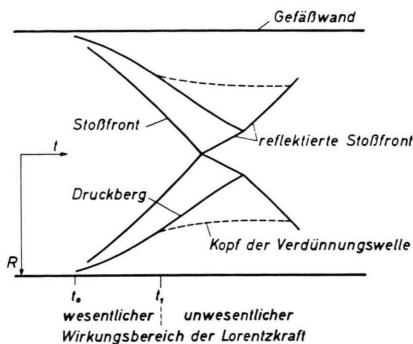


Abb. 8. Schematisches Bild des Strömungsvorganges in der Entladung.

In einer Anfangsphase zwischen  $t_0$  und  $t_1$  übt die LORENTZ-Kraft ihre wesentliche Wirkung aus. Im Experiment ist es die Zeit der ersten starken Stromhalbwelle, in der Theorie die im Anschluß an (23) beschriebene Phase, in der  $|w|$  und  $|\text{grad } p|$  von Null auf ihren späteren hohen Wert anwachsen. In der Zeit nach  $t_1$  läuft der Teil zwischen Stoßfront und Druckberg unabhängig von der LORENTZ-Kraft zur Achse. Der Einfluß auf den Druckberg wird in schwachen Entladungen (Abb. 3) merklich. Gemäß der Theorie ist dort der Druckgradient zu schwach, so daß die LORENTZ-Kraft nicht vernachlässigt werden kann. In stärkeren Entladungen (Abb. 4) bewegt sich der Druckberg auch bei fehlender LORENTZ-Kraft mit unverminderter Geschwindigkeit weiter, wie theoretisch in 2.2 gezeigt wurde. Im Strömungsgebiet nach dem Druckberg bildet sich bei fehlender LORENTZ-Kraft eine Verdünnungswelle aus, bei der jedoch bei einem starken Druckberg nur eine geringe Gasmenge nach außen fließt (s. 2.2).

Nach numerischen Rechnungen<sup>3</sup>, die unter vereinfachten mathematischen Annahmen den Bedingungen des Experiments möglichst gut angepaßt waren, baut sich der Druckberg bei 10 cm Gefäß-

radius auf einer Anlaufstrecke von 1 bis 3 cm auf und wird mit abnehmendem Radius höher und steiler. Der Abstand von der Stoßfront bis zum Druckmaximum beträgt etwa 7 bis 10 mm. Über den abfallenden Teil des Druckbergs können auf Grund der numerischen Rechnungen keine Aussagen gemacht werden.

Früher<sup>10</sup> wurde schon darauf hingewiesen, daß sich die Stoßfront vom magnetischen Kolben löst und kräftefrei zur Achse läuft. Das bezog sich jedoch nur auf die Stoßfront, während hier gezeigt wurde, daß auch der der Stoßfront folgende Druckberg nahezu kräftefrei zur Achse läuft, wenn er nur stark genug ist. Man kann also von einem gewissen Zeitpunkt ab auf den magnetischen Kolben ganz verzichten.

Da in der Theorie die äußere Kraft in allgemeiner Form angesetzt war, müßten diese Ausführungen auch für den  $\Theta$ -Pinch gelten. Es müßte also auch möglich sein, dem  $\Theta$ -Pinch einen  $z$ -Pinch folgen zu lassen, sofern dafür gesorgt wird, daß ersterer nach einer Anfangsphase wieder magnetfeldfrei wird. Die experimentelle Bestätigung dafür steht noch aus. Eine naheliegende periodische Folge von  $z$ - und  $\Theta$ -Pinch führt auf schwierige Schaltprobleme.

### 3. Die Trägheitskräfte im Augenblick der stärksten Kontraktion

Bis jetzt wurde die Rolle der Trägheitskräfte im Stadium der Implosion betrachtet. Im folgenden soll gezeigt werden, daß die Trägheitskräfte auch im Augenblick der stärksten Kontraktion eine wichtige Rolle spielen und bei der Berechnung der Pinchtemperatur nicht vernachlässigt werden dürfen.

Zur Berechnung der Gastemperatur im Pinch wird gewöhnlich die Formel von BENNETT<sup>6</sup> angegeben:

$$I^2 = 200 N k T, \quad (24)$$

wo  $I$  die Stromstärke und  $N$  die Anzahl der Teilchen pro Längeneinheit des Gefäßes ist. (24) wird aus (1) gewonnen, wenn man dort

$$\rho \frac{dv}{dt} = \rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial v}{\partial r} \right) = 0 \quad (25)$$

setzt<sup>11</sup>, wie es bei einem stationären Pinch der Fall wäre. Einen solchen gibt es jedoch nicht. Im Augen-

<sup>10</sup> H. W. WYLD JR., J. Appl. Phys. **29**, 1460 [1958].

<sup>11</sup> L. SPITZER JR., Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publishers, New York-London 1956.

blick der stärksten Kontraktion ist zwar  $v = 0$ , aber  $\partial v / \partial t \neq 0$ . Bei Zylindersymmetrie ist also die Gleichung

$$\varrho(\partial v / \partial t) + (\partial p / \partial r) = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (26)$$

zu betrachten.

An einer 60 kJ-Entladung wurden die Beschleunigung  $b_p = \partial v / \partial t$  der Plasmaoberfläche und der Pinchradius aus der Induktivität bestimmt, und zwar unter der Annahme, daß der Strom nur in einer dünnen Schicht mit vernachlässigbarem Ohmschen Widerstand fließt. Zur Kontrolle durchgeführte optische Messungen ergaben befriedigende Übereinstimmung der Ergebnisse beider Verfahren.

Abb. 9 zeigt, in Abhängigkeit vom Anfangsdruck, die Werte von Strom, Radius und Beschleunigung im Augenblick der stärksten Kontraktion. Mit diesen

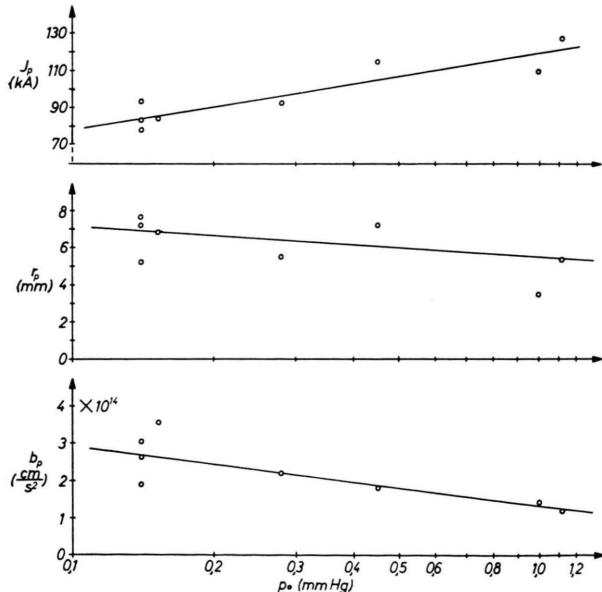


Abb. 9. Strom, Radius und Beschleunigung der Plasmaoberfläche einer 60 kJ-Entladung durch  $\text{H}_2$  im Augenblick der Maximalkontraktion als Funktion des Fülldruckes.

Werten wurde die Gl. (26) mit der Randbedingung  $p = 0$  bei  $r = r_p$  auf dem Digitalrechner Siemens 2002 numerisch integriert. Parameter waren die Skin-Tiefe und die Massendichte in der Achse. Die radiale Dichtevertteilung wurde in sechs Iterations-schritten berechnet, wobei für die Beschleunigung ein linearer Anstieg von 0 in der Achse bis zu dem gemessenen Wert  $b_p$  bei  $r_p$  und außerdem für Dichte und Druck eine adiabatische Abhängigkeit angenommen wurde.

Abb. 10 zeigt als Beispiel für die Ergebnisse der Rechnung die radiale Verteilung des Plasmadruckes für einen Anfangsdruck von 0,1 Torr  $\text{H}_2$ . Kurvenparameter ist das Verhältnis  $z$  des inneren zum äußeren Radius der stromführenden Schicht.

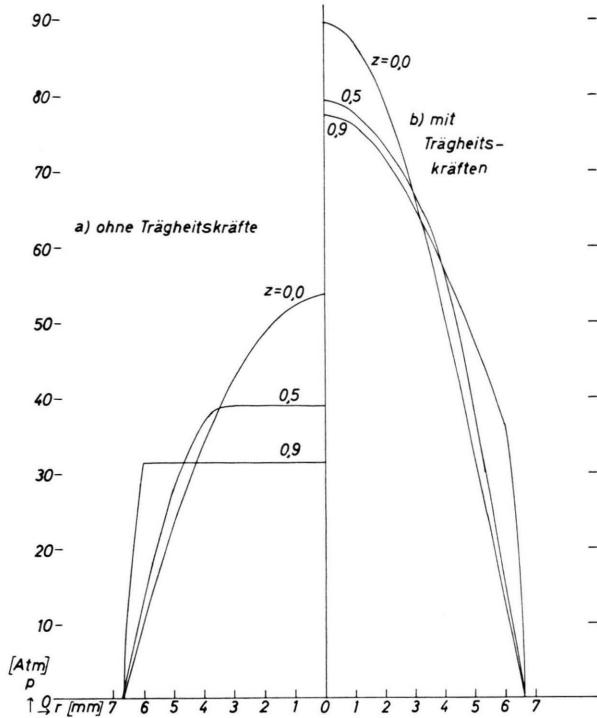


Abb. 10. Radiale Verteilung des Plasmadruckes ohne und mit Berücksichtigung der Trägheitskraft für einen eingeschlossenen Bruchteil der Gesamtmasse von 0,2 bis 0,3 mit der Skin-Tiefe als Parameter.  $W = 60 \text{ kJ}$ ;  $U_0 = 15 \text{ kV}$ ;  $p_0 = 0,1 \text{ Torr H}_2$ .

Bei Berücksichtigung der Trägheitskräfte ist der Druck größer und die Abhängigkeit von  $z$  schwächer als ohne Berücksichtigung der Trägheitskräfte.  $q = 0,2$  bis 0,3 ist der angenommene Bruchteil der im Pinch erfaßten Masse, bezogen auf die gesamte im Gefäß befindliche Masse. Das entsprechende Bild für die errechnete Temperaturverteilung zeigt Abb. 11. Die Temperatur ergibt sich aus  $p = n k T$  unter der Annahme vollständiger Ionisation. Der Bruchteil  $q$  konnte nicht ermittelt werden, da keine Messungen der Dichte vorlagen. Deshalb zeigt Abb. 12 die Pinchtemperatur in der Achse in Abhängigkeit von  $q$ . Ohne Trägheitskräfte und mit  $q = 1$  ergibt sich die BENNETT-Temperatur (24). Die tatsächliche Temperatur im Augenblick der stärksten Kontraktion ist um ein Vielfaches größer. Der Einfluß von Ringströmen im Plasma wurde nicht berücksichtigt.

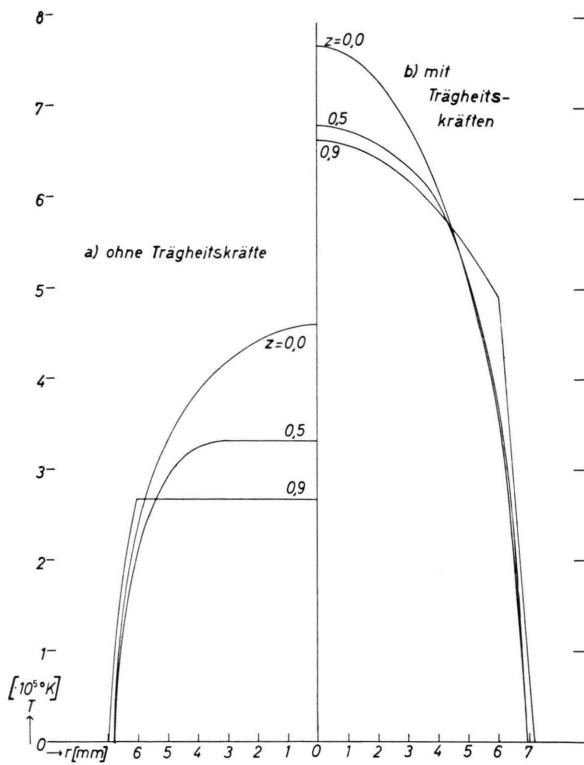


Abb. 11. Radiale Verteilung der mittleren Elektronen- und Ionentemperatur ohne und mit Berücksichtigung der Trägheitskraft für einen eingeschlossenen Bruchteil der Gesamtmasse von 0,2 bis 0,3 mit der Skintiefe als Parameter.  
 $W=60 \text{ kJ}$ ;  $U_0=15 \text{ kV}$ ;  $p_0=0,1 \text{ Torr H}_2$ .

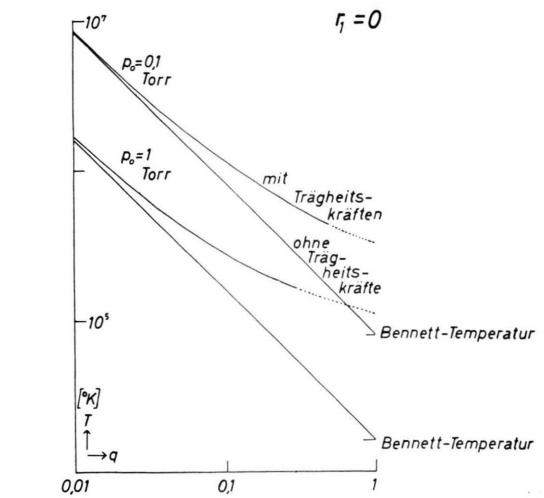


Abb. 12. Mittlere Elektronen- und Ionentemperatur in der Achse als Funktion des eingeschlossenen Bruchteils der Gesamtmasse ohne und mit Berücksichtigung der Trägheitskraft für  $0,1$  und  $1$  Torr  $\text{H}_2$ . Skin-Tiefe=Pinch-Radius.  
 $W=60 \text{ kJ}$ ;  $U_0=15 \text{ kV}$ .

Den Herren J. STROH, K. RICKAL und F. BECKER sowie Frl. D. SCHWAB und Frl. U. RINKE sei für Ihre Mithilfe beim Aufbau der Apparatur und bei der Durchführung und Auswertung der Experimente herzlich gedankt.

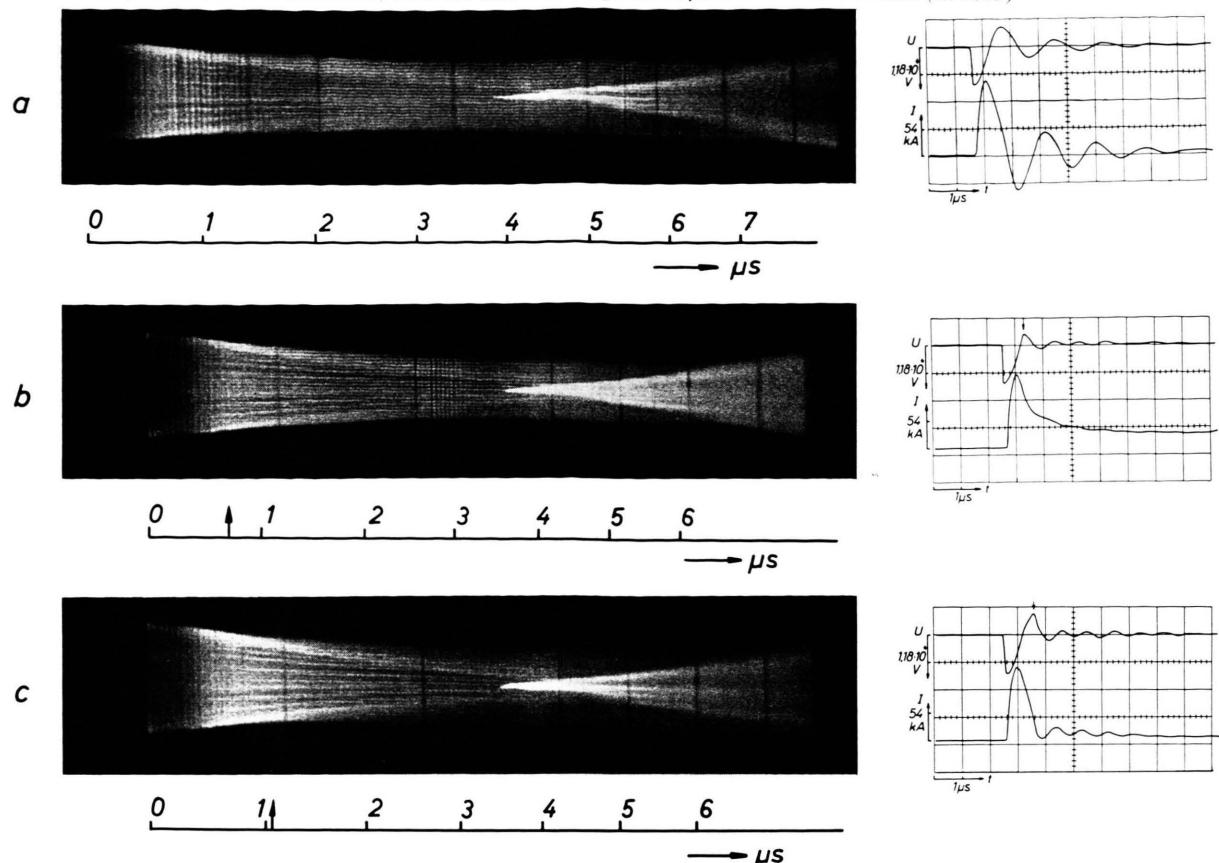


Abb. 3. Bildwandler-Streakaufnahmen des  $z$ -Pinches bei 0,5 Torr  $H_2$  mit zugehörigen Strom- und Spannungsoszillogrammen. Der Moment des Kurzschlusses des Entladungsstromes ist auf der Zeitskala durch einen Pfeil gekennzeichnet (Gefäßdurchmesser 20 cm).

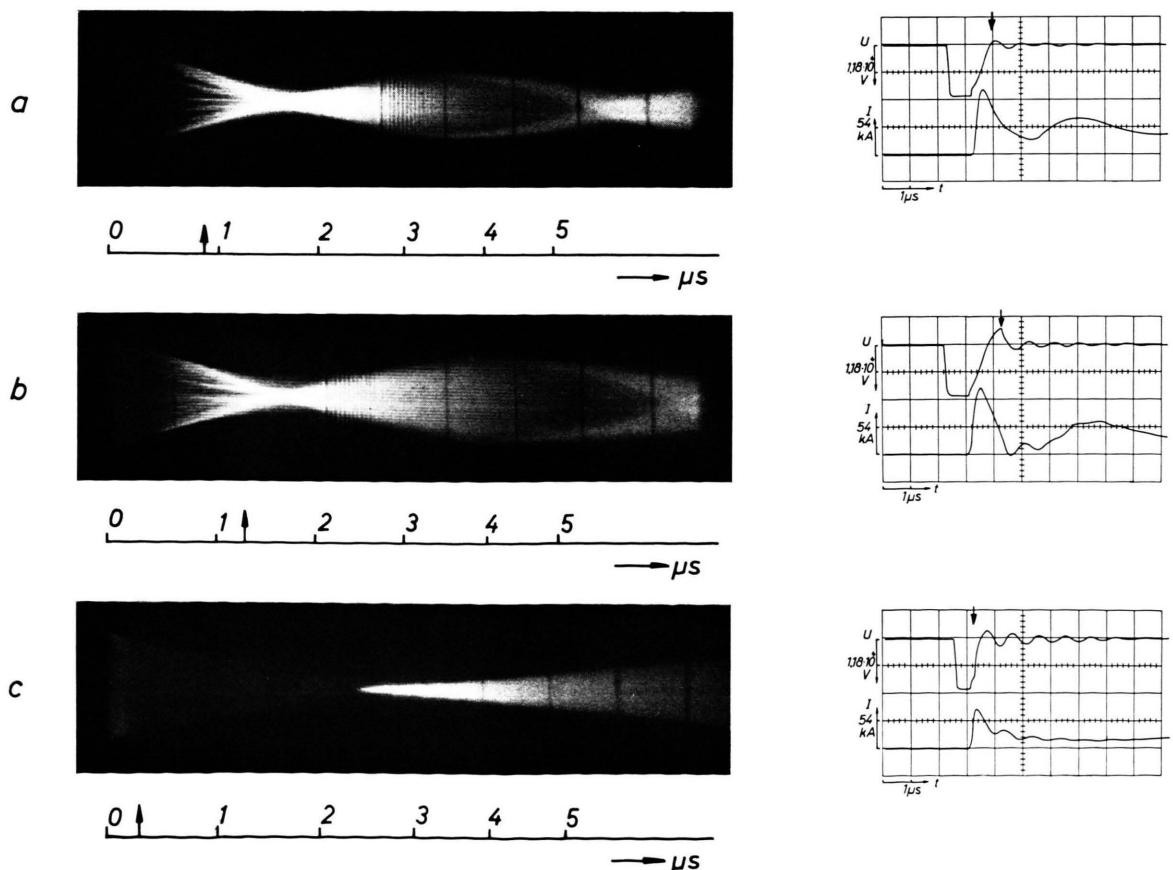
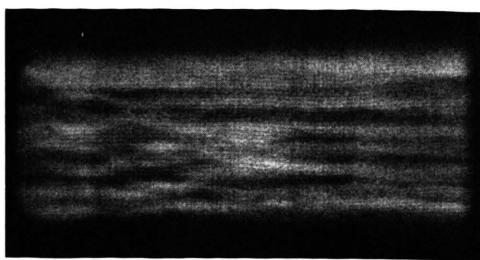
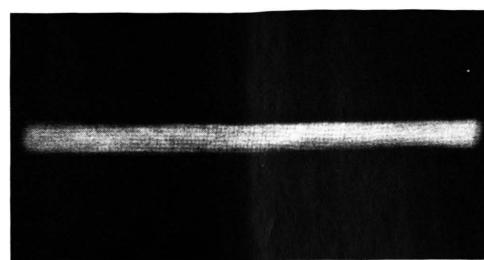


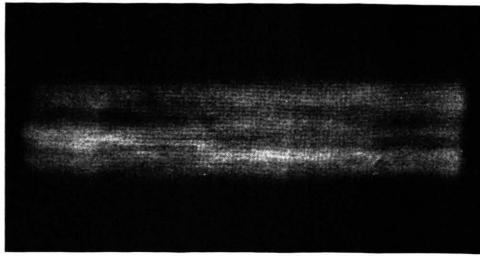
Abb. 4. Bildwandler-Streakaufnahmen des  $z$ -Pinches bei 0,1 Torr  $H_2$  mit zugehörigen Strom- und Spannungsoszillogrammen. Der Moment des Kurzschlusses ist auf der Zeitskala durch einen Pfeil gekennzeichnet (Gefäßdurchmesser 20 cm).



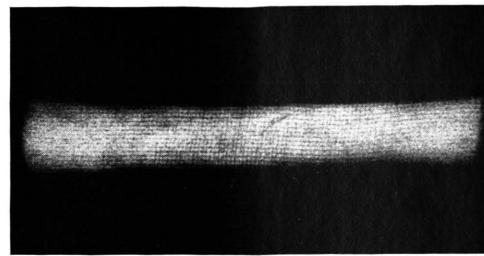
a)  $1,3 \mu\text{sec}$ ,



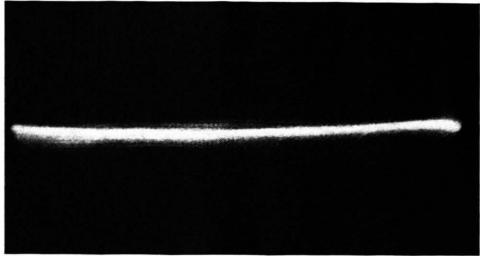
d)  $3,1 \mu\text{sec}$ ,



b)  $1,9 \mu\text{sec}$ ,



e)  $3,4 \mu\text{sec}$ ,



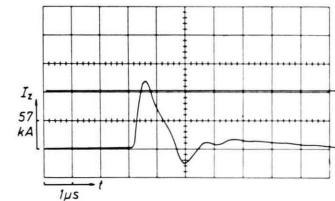
c)  $2,4 \mu\text{sec}$ ,



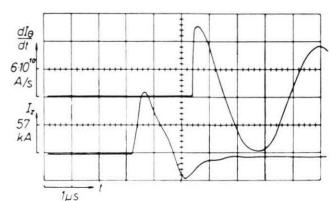
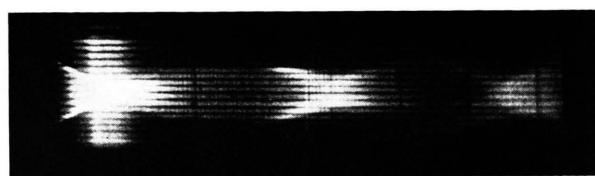
f)  $3,8 \mu\text{sec}$ .

Abb. 5. Momentaufnahmen des nicht kurzgeschlossenen  $z$ -Pinches bei  $0,3 \text{ Torr H}_2$  zu verschiedenen Zeiten nach der Zündung. Belichtungszeit  $10^{-7} \text{ sec}$  (Gefäßdurchmesser 20 cm).

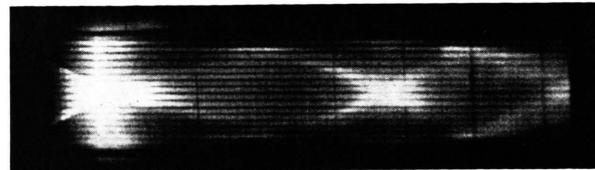
a



b



c



0 1 2 3 4 5

—  $\mu\text{s}$

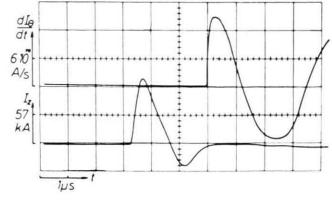


Abb. 6. Bildwandler-Streakaufnahmen mit Oszillogrammen des  $z$ - $\Theta$ -Pinches bei  $1 \text{ Torr H}_2$ . Entladungsgefäßdurchmesser  $10 \text{ cm}$ .  
 a) Kurzgeschlossener  $z$ -Pinch allein; das expandierende Plasma erreicht die Gefäßwand nach  $2,4 \mu\text{s}$ . b) Kurzgeschlossener  $z$ -Pinch, dem bei  $2,2 \mu\text{s}$  ein  $\Theta$ -Pinch nachfolgt, so daß das  $z$ -Pinch-Plasma die Gefäßwand nicht erreicht. c) Kurzgeschlossener  $z$ -Pinch, dem bei  $2,8 \mu\text{s}$  ein  $\Theta$ -Pinch nachfolgt, nachdem das  $z$ -Pinch-Plasma die Gefäßwand erreicht hat.