

Mit

$$E_q = \frac{1}{2} R_G \dot{B}_z, \dot{B}_z = 5,6 \cdot 10^{10} \text{ T/sec}, W_i = 15,4 \text{ eV}$$

ist  $\nu_c = 4,7 \cdot 10^9 \text{ sec}^{-1}$ .

Die totale Stoßfrequenz von Elektronen gegen  $\text{H}_2$ -Moleküle ist im betrachteten Energiebereich ungefähr durch

$$\nu = 1,7 \cdot 10^{-7} n_0$$

gegeben, wobei  $n_0 [\text{cm}^{-3}]$  die  $\text{H}_2$ -Gasdichte bedeutet.

Die kritische  $\text{H}_2$ -Gasdichte folgt daraus zu

$$n_{0c} = \frac{\nu_c}{1,7 \cdot 10^{-7}} = 2,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}. \quad (29)$$

Sie entspricht etwa einem Anfangsdruck des Neutralgases von 1 Torr. Außerdem können schnellere Elektronen ihre Energie auch dadurch verlieren, daß sie von einer kritischen Ladungsträgerdichte  $n_c$  an nicht mehr vorwiegend mit Neutralteilchen stoßen, sondern

auch durch viele schwache Stöße mit langsameren Elektronen abgebremst werden. Der Zeitmaßstab für diesen Vorgang ist etwa durch

$$\nu = 2,6 n T^{-3/2} \ln A, \quad T \text{ in } ^\circ\text{K}$$

gegeben und führt bei  $T \approx 10^4 \text{ } ^\circ\text{K}$  und  $\ln A = 6$  zu einer kritischen Dichte für die Abbremsung von

$$n_c = \frac{\nu_c}{2,6 T^{-3/2} \ln A} = 3,0 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}. \quad (30)$$

Unterhalb dieser kritischen Dichten erfolgt die Ionisierung vorwiegend durch Stöße frei beschleunigter Elektronen. Oberhalb dieser Dichten werden die Elektronenenergien thermalisiert und die Ionisation erfolgt im wesentlichen durch Stöße thermischer Elektronen. Dieser Bereich wurde in einer magneto-hydrodynamischen Theorie behandelt<sup>10</sup>.

Für die Ausführung numerischer Rechnungen danke ich Frau U. BERKL und Herrn F. POHL.

<sup>10</sup> D. DÜCHS, 6th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Paris 1963, Bd. II, S. 567.

## Druckmessungen mit piezoelektrischen Sonden an einem linearen Z-Pinch\*

Von KLAUS BÜCHL \*\*

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München

(Z. Naturforsch. 19 a, 690—696 [1964]; eingegangen am 11. Februar 1964)

The radial distribution of the dynamic and kinetic pressure in a linear Z-pinch-discharge has been investigated with piezoelectric probes. The electrical signals from the probe are proportional to the momentum flux on the pressure-sensitive surface. The momentum flux is anisotropic, because there are radial plasma streams during the compression and expansion of the plasma cylinder. The dynamic and kinetic pressure were determined from the momentum flux by comparing the probe measurements made in different directions. The conditions and construction of the probe necessary for both a good time resolution and high sensitivity are described. The probes have time resolutions and sensitivities of 0.6  $\mu\text{s}$  and 7.7 Torr/mV and 0.8  $\mu\text{s}$  and 2.0 Torr/mV respectively.

Für die Messung des gaskinetischen Drucks in heißen und dichten Gasentladungsplasmen ist eine Meßmethode notwendig, die nicht nur eine genügende Empfindlichkeit, sondern auch eine gute Zeitauflösung besitzt, da sich die Entladungsplasmen im Bereich von Mikrosekunden verändern. Am besten werden diese Forderungen durch die Verwendung einer piezoelektrischen Sonde<sup>1-3</sup> erfüllt.

Eine solche Sonde mißt den Impulsstrom auf die druckempfindliche Fläche. Der Zusammenhang zwischen dem Impulsstrom und dem gaskinetischen Druck wird im ersten Abschnitt aufgezeigt. Die Anisotropien des Druckes im Plasma, die durch Strömungen und durch Magnetfelder entstehen, lassen sich durch geeignete Kombinationen von Sondenmessungen in verschiedenen Richtungen bestimmen.

\* 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.

\*\* Auszug aus der von der Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Hochschule München genehmigten Dissertation.

<sup>1</sup> M. O. STERN u. E. N. DACUS, Rev. Sci. Instrum. **32**, 140 [1961].

<sup>2</sup> A. W. DE SILVA, Piezoelectric Probes in UCRL-8887, Sept. 1959.

<sup>3</sup> N. V. FILIPPOV, in: Plasma Physics and the Problem of Thermonuclear Reactions, Vol. 3, S. 280, Pergamon Press, New York 1959.



Es wird weiterhin kurz auf die Störung der Messung eingegangen, die dadurch entsteht, daß die Anwesenheit des Sondenkörpers das Plasma beeinflusst.

Die Bedingungen, die an den Aufbau der Sonde gestellt werden, werden im zweiten Abschnitt näher diskutiert. Aufbau und Wirkungsweise einer Sonde, die diesen Forderungen möglichst nahekommt, wird beschrieben.

Im dritten Abschnitt folgt eine Diskussion von Messungen, die an einem linearen Z-Pinch durchgeführt wurden.

### 1. Über die Problematik der Druckmessung im Plasma

Um den Druck in einem Plasma zu messen, ist man gezwungen, Sonden<sup>1-3</sup> zu verwenden, da bisher keine Druck-Meßverfahren existieren, die ohne einen Eingriff ins Plasma auskommen. Den Druck registriert man dabei am günstigsten mit Hilfe des piezoelektrischen Effektes. Eine solche Drucksonde besteht dann im wesentlichen aus einer piezoelektrischen Scheibe und aus einem Druckleiter, z. B. einem Quarzstab, der den Druck aus dem Plasma auf diese Scheibe überträgt. Das Sondensignal ist nun nicht dem Druck proportional, sondern dem Impulsstrom, der von den Teilchen auf die druckempfindliche Fläche der Sonde transportiert wird.

Zum resultierenden Impulsstrom tragen mehrere Anteile bei. Ein isotroper Beitrag kommt vom thermischen Druck des Plasmas.

Anisotropien im Impulsstrom entstehen durch den Staudruck bei Strömungen im Plasma und durch Magnetfelder. Die anisotropen Anteile lassen sich nachweisen, indem man einmal in Richtung der Strömung bzw. der Feldlinien mißt und einmal senkrecht dazu.

Der Druck im Plasma kann durch einen Tensor dargestellt werden. In der Magnetohydrodynamik<sup>4,5</sup> wird ein Drucktensor verwendet, bei dem der Staudruck eines strömenden Plasmas bereits abgespalten wurde. Die Drucksonde mißt auf Grund ihrer Konstruktion keine Scherkräfte. Deshalb sind nur die Diagonalglieder des Drucktensors von Interesse.

Die Druckanisotropie kann vernachlässigt werden, wenn die Stoßfrequenz größer als die Gyrofrequenz ist, was für die untersuchte Entladung erfüllt war.

Es soll weiter vorausgesetzt werden, daß das Plasma im mit der eventuell vorhandenen Strömung mitbewegten System eine MAXWELLSche Geschwindigkeitsverteilung besitzt. Unter diesen Umständen kann man die Diagonaltherte des Drucktensors durch den gaskinetischen Druck  $P_{ii} = n k T$  ersetzen.

Um den gaskinetischen Druck  $p$  und den Staudruck  $m n v^2$  aus dem gemessenen Impulsstrom zu berechnen, sind zwei unabhängige Impulsstrommessungen nötig. Diese führt man zweckmäßig parallel und antiparallel zur Plasmaströmung aus, die gemessenen Impulsströme seien  $\varphi \uparrow \uparrow$  und  $\varphi \uparrow \downarrow$ . Es lassen sich zwei einfache Beziehungen berechnen, mit deren Hilfe der gaskinetische Druck und der Staudruck leicht zu bestimmen sind. Für die Summe und die Differenz der gemessenen Impulsströme ergibt sich

$$\frac{1}{2}(\varphi \uparrow \uparrow + \varphi \uparrow \downarrow) = m n v^2 + p, \quad (1)$$

$$\frac{1}{2}(\varphi \uparrow \uparrow - \varphi \uparrow \downarrow) \approx \begin{cases} m n v^2 & \text{für } v \geq \sqrt{k T / m} \\ m n v^2 \cdot v / \sqrt{k T / m} & \text{für } v \ll \sqrt{k T / m} \end{cases} \quad (2)$$

Wenn die Sonde so orientiert wird, daß sie in einer Richtung mißt, in der die mittlere Plasmageschwindigkeit gleich Null ist, dann erhält man direkt den thermischen Druck. Das ist z. B. der Fall, wenn man beim nichtstabilisierten Z-Pinch in Richtung der Achse mißt. Dann gilt

$$\varphi_{\perp} = n k T. \quad (3)$$

Bei bekannter Teilchendichte läßt sich daraus unter Umständen die Temperatur des Plasmas bestimmen.

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde angenommen, daß die ins Plasma ragende Sonde das Plasma nicht stört. Das ist aber sicher nicht der Fall. Man kann grundsätzlich zwei Fälle unterscheiden, indem man einmal die Störung der Sonde in einem nichtströmenden und in einem strömenden Plasma betrachtet. In einem ruhenden Plasma, welches z. B. schnell aufgeheizt wird, bildet sich ein Temperaturgradient vom Plasma zur Sonde. Der Druck wird jedoch noch immer richtig gemessen, solange die Aufheizung des Plasmas langsam gegen die mittlere Stoßzeit geschieht.

Wesentlich komplizierter werden die Verhältnisse, wenn Strömungen im Plasma auftreten, wie es bei den Pinch-Entladungen der Fall ist. Bei stationären

<sup>4</sup> L. SPITZER, Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publishers Inc., New York 1956.

<sup>5</sup> J.-L. DELCROIX, Introduction to the Theory of Ionized Gases, Interscience Publishers Inc., New York 1960.

Strömungen wirkt die Sonde wie ein Pitot-Rohr. Es ist in diesem Fall möglich, Rückschlüsse auf die ungestörte Strömung zu ziehen. Bei den bekannten schnellveränderlichen Plasmen ändert sich die Umströmung der Sonde mit der Zeit. Da der druckempfindliche Teil der Sonde nur einen Bruchteil des Sondendurchmessers ausmacht, wird die Zeit, die die Sonde benötigt, um die neue Strömung zu bemerken, durch den Durchmesser der Sonde und die Schallgeschwindigkeit im Plasma bestimmt.

## 2. Die piezoelektrische Drucksonde

Der druckempfindliche piezoelektrische Kristall muß sowohl gegen das Plasma isoliert als auch zusammen mit dem gesamten Meßkreis gegen elektromagnetische Störungen abgeschirmt werden. Das kann entweder dadurch geschehen, daß man den Piezokristall mit dünnen Schichten umgibt, die diese Aufgaben erfüllen, oder man leitet mit Hilfe eines Stabes den Druck aus dem Plasma heraus, wobei der Piezokristall am Ende des Stabes sitzt.

Wenn die Piezoscheibe am Kopf der Sonde sitzt, wobei sie durch isolierende und abschirmende Schichten vom Plasma getrennt ist, kann man theoretisch bei genügend dünnen Schichten das zeitliche Auflösungsvermögen der Piezoscheibe erreichen. Dieses ist durch die Laufzeit der elastischen Welle im Piezokristall gegeben<sup>6</sup> und kann durch eine genügend dünne Scheibe leicht kleiner als  $10^{-7}$  sec gemacht werden. Praktisch läßt sich dieses Auflösungsvermögen aber nicht ausnutzen, da es für die isolierenden und abschirmenden Schichten keine geeigneten Materialien gibt, die eine reflexionsfreie akustische Anpassung gewährleisten. Versuche mit Drucksonden dieser Art, wie sie auch von FILIPPOV<sup>3</sup> verwendet wurden, ergaben, daß diese Sonden für die vorgesehenen Messungen am linearen Z-Pinch ungeeignet waren.

Wenn man wie STERN und DACUS<sup>1</sup> und DE SILVA<sup>2</sup> einen Quarzstab als Druckleiter benutzt, wird die Zeitauflösung der Sonde durch die Dispersion der elastischen Wellen im Druckleiterstab bestimmt. Eine theoretische Behandlung der Ausbreitung von elastischen Wellen in Stäben unter Verhältnissen, wie sie etwa im Druckleiter vorliegen, erfolgte in einer Arbeit von SKALAK<sup>7</sup>. Es wird dort angenom-

men, daß zur Zeit  $t=0$  auf die Stirnfläche eines Zylinders ein auf dieser Fläche konstanter Druck zu wirken beginnt. SKALAK gibt eine Näherung für die Form der Wellenfront beim Durchlaufen des Stabes als Funktion von Stabdurchmesser und durchlaufener Stablänge an. Wenn man daraus die Anstiegszeit für einen zu Beginn unendlich steilen Drucksprung als Funktion derselben Größen berechnet, erhält man die Kurven Abb. 1. Diese Kur-

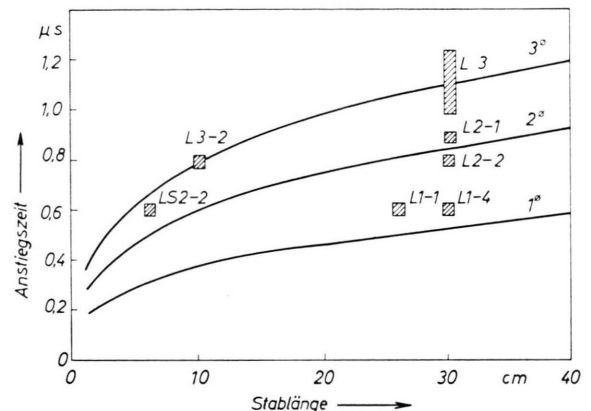


Abb. 1. Anstiegszeit eines Drucksprunges infolge der Dispersion in einem Quarzdruckleiter. Parameter ist der Durchmesser des Quarzstabes.

ven werden gut bestätigt von den Anstiegszeiten, die für einige Sonden verschiedener Ausführung gemessen wurden (die erste Ziffer in der Sondenbezeichnung gibt den Druckleiterdurchmesser an). Die erreichbare Zeitauflösung liegt bei einigen Zehntel Mikrosekunden. Meist bedingt die Geometrie der Entladung die Stablänge, so daß es nicht möglich ist, durch eine Verkürzung des Druckleiters kleinere Anstiegszeiten zu erhalten. Außerdem ist der Gewinn an Zeitauflösung bei einer Stabverkürzung nur sehr gering. Auch der Übergang zu dünneren Durchmessern als 1 mm ist problematisch, da diese technisch schwierig zu behandeln sind und die Sonde wegen der kleinen Stirnfläche sehr unempfindlich wird. Hier könnte vielleicht ein Bündel aus dünnsten Stäben ähnlich den Lichtleiterfasern weiterführen.

Bei der Verwendung von Quarzglasstäben als Druckleiter wird die Empfindlichkeit der Sonde bestimmt von der Empfindlichkeit des Piezokristalls, da die Dämpfung für elastische Wellen in Quarz sehr gering ist. Bei der Umwandlung des Impuls-

<sup>6</sup> W. GOHLKE, Einführung in die piezoelektrische Meßtechnik, Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1959.

<sup>7</sup> R. SKALAK, J. Appl. Mech. **24**, 59 [1957].

stromes  $\varphi(t)$ , der auf die Sonde übertragen wird, in ein piezoelektrisches Signal<sup>6</sup>, kann man durch die Wahl der Zeitkonstanten des elektrischen Sondenkreises entweder die zeitliche Änderung des Impulsstromes  $d\varphi(t)/dt$  oder die Impulsstromänderung  $\varphi(t) - \varphi_0$  messen.  $\varphi_0$  ist dabei im allgemeinen der Anfangsdruck im Entladungsgefäß. Ist nun die Eigenkapazität der Piezokeramikscheibe groß gegen die Schaltkapazität des Meßkreises und ist die Zeitkonstante des elektrischen Kreises groß gegen charakteristische Zeiten, in denen sich der Druck auf die Fläche der piezoelektrischen Scheibe ändert, dann wird die Spannung an der Piezoscheibe proportional der zeitlich veränderlichen Impulsstromänderung.

$$U(t) = \frac{d_{33}}{\epsilon_0 \epsilon} d[\varphi(t) - \varphi_0]. \quad (4)$$

Die Empfindlichkeit der Sonde kann durch die Auswahl eines Materials mit geeigneten piezoelektrischen Koeffizienten  $d_{33}$  und Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon$  groß gemacht werden. Günstige Eigenschaften haben z. B. einige Piezokeramiken<sup>8</sup>. Eine Vergrößerung der Scheibendicke  $d$  ist nur so lange möglich, wie dadurch die Zeitauflösung der Sonde nicht beeinträchtigt wird.

Abb. 2 zeigt den Aufbau der Piezosonde. Das Schutzrohr (Quarz) über den Druckleiter der Sonde soll die Erzeugung von Signalen infolge einer seitlichen Beanspruchung der Sonde verhindern<sup>9</sup>. Die Laufzeit der elastischen Wellen im Druckleiter von einigen zehn Mikrosekunden vereinfacht in vielen Fällen das Problem der Abschirmung des Sondenkreises gegen elek-

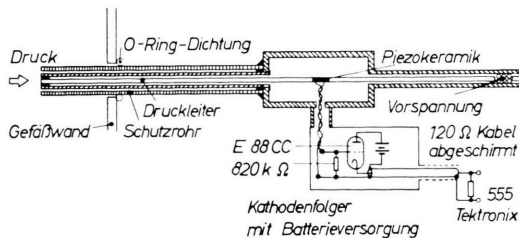


Abb. 2. Aufbau der piezoelektrischen Drucksonde und des elektrischen Schaltkreises.

tromagnetische Störungen, da die Entladungen oft stark gedämpft sind, und abgeklungen sind, wenn der Druckimpuls die Keramik erreicht. Der hintere Druckleiter soll die durch die Piezokeramik gelaufenen Druckwellen für eine gewisse Zeit speichern, um von Reflexionen der elastischen Wellen am Ende der Sonde ungestört

messen zu können. Die nutzbare Meßdauer der Sonde in Abb. 2 beträgt, wie aus dem Testimpuls in Abb. 3 zu ersehen ist, etwa 70  $\mu s$ .

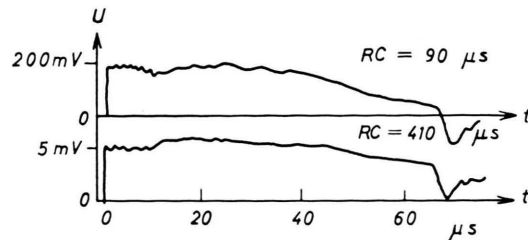


Abb. 3. Mit einem Membranrohr erzeugte Drucktestimpulse. Die Zeitkonstante  $RC$  des Meßkreises beeinflusst den Abfall des Impulsdaches. Nach 70  $\mu s$  erscheint das Signal der am Ende der Sonde reflektierten elastischen Wellen.

Die Eichung der Sonde und die Messung der Anstiegszeit wurden an einem hydrodynamischen Stoßrohr ausgeführt. Es ergaben sich die in Tab. 1 angeführten Werte.

Sonde	Druckleiter	Empfindlichkeit einschließlich Kathodenfolger	Anstiegszeit
L 2	2 mm $\phi$ , 30 cm	2,0 Torr/mV	0,8 $\mu s$
L 1	1 mm $\phi$ , 30 cm	7,7 Torr/mV	0,6 $\mu s$

Tab. 1.

### 3. Drucksondenmessungen an einer Pinch-entladung

Mit der Drucksonde wurden Messungen an einem unstabilisierten Z-Pinch<sup>10</sup> von 1,25 kJ und 40 kHz Entladungs-frequenz ausgeführt.

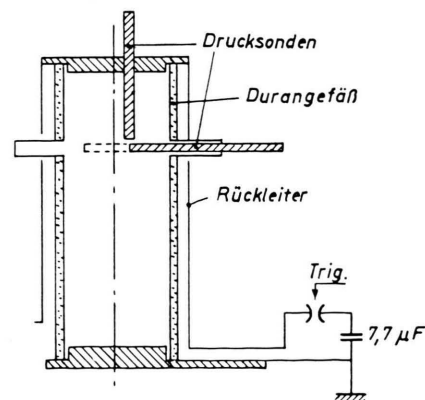


Abb. 4. Anordnung der Drucksonden am Entladungsgefäß.

<sup>8</sup> Rosenthal-Isolatoren GmbH, Selb, Prospekt über Keramikschwinger 1960. — Intermetall, Freiburg, Prospekt über PZT-Keramik 1962.

<sup>9</sup> K. BÜCHL, Piezoelektrische Drucksonden zur Untersuchung heißer und dichter Plasmen, Laborbericht Institut für Plasmaphysik, Garching b. München 1/11 1963.

<sup>10</sup> G. HOFMANN, Z. Naturforsch. **18 a**, 309 [1963].

Der Impulsstrom wurde sowohl radial als auch axial gemessen, wobei die Sonden in der in Abb. 4 gezeigten Weise ins Entladungsgefäß ragten. Um bei der Kompression des Plasmas auf die Achse den thermischen Druck und den Staudruck nach Gl. (1) und (2) zu bestimmen, wurde einmal so gemessen, daß die Strömung direkt auf die Sonde traf, wobei die Sonde durch die Entladungsachse ging, und einmal so, daß die Sonde hinter der Strömung her-schaute.

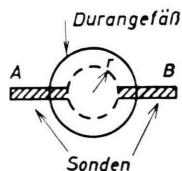


Abb. 5. Anordnung der Drucksonden am Entladungsgefäß für die Messung mit zwei radial gerichteten Drucksonden.

Um die Symmetrie der Entladung zu prüfen, wurde mit zwei radial eingeführten Sonden (Abb. 5) bei gleichem Radius gleichzeitig gemessen. Der Wasserstoffanfangsdruck im Entladungsgefäß betrug 0,15 Torr. Die Entladungen (Abb. 6) erfolgen im allgemeinen symmetrisch und nur in wenigen Fällen, z. B. bei  $r = 4$ , erkennt man ein unsymmetrisches Verhalten, welches vermutlich auf früh einsetzende Instabilitäten zurückgeführt werden muß.

Da beim Z-Pinch die Plasmabewegungen in radialer Richtung erfolgen, wird in axialer Richtung direkt der thermische Druck nach Gl. (3) gemessen. In Abb. 7 wird mit einer axial und einer radial gerichteten Sonde gleichzeitig am gleichen Radius gemessen. In der Achse tritt in axialer und radialer Richtung der gleiche Druck bis kurz nach der maximalen Kompression der Entladung auf, was ein starker Hinweis darauf ist, daß dort wirklich ein thermisches Plasma vorliegt. Bei der maximalen Kompression wird der Plasmaschlauch auf weniger als 2 cm Durchmesser zusammengepreßt. Danach setzt eine rasche Expansion der Plasmasäule ein. Der radial gerichtete Druck in achsenfernen Gebieten steigt erst später als in der Nähe der Achse an. Der axial gerichtete Druck ändert sich in derselben Zeit an allen Orten nur sehr wenig.

Aus Messungen mit einer radial gerichteten Sonde wurden bei einem Wasserstoffanfangsdruck von 0,15 Torr die Impulsstromprofile (Abb. 8) und daraus nach den Gln. (1) und (2) die Profile für den Staudruck und den thermischen Druck (Abb. 9) bestimmt. Die einzelnen radialen Verteilungen gehören zu verschiedenen Zeiten, die in Mikrosekunden

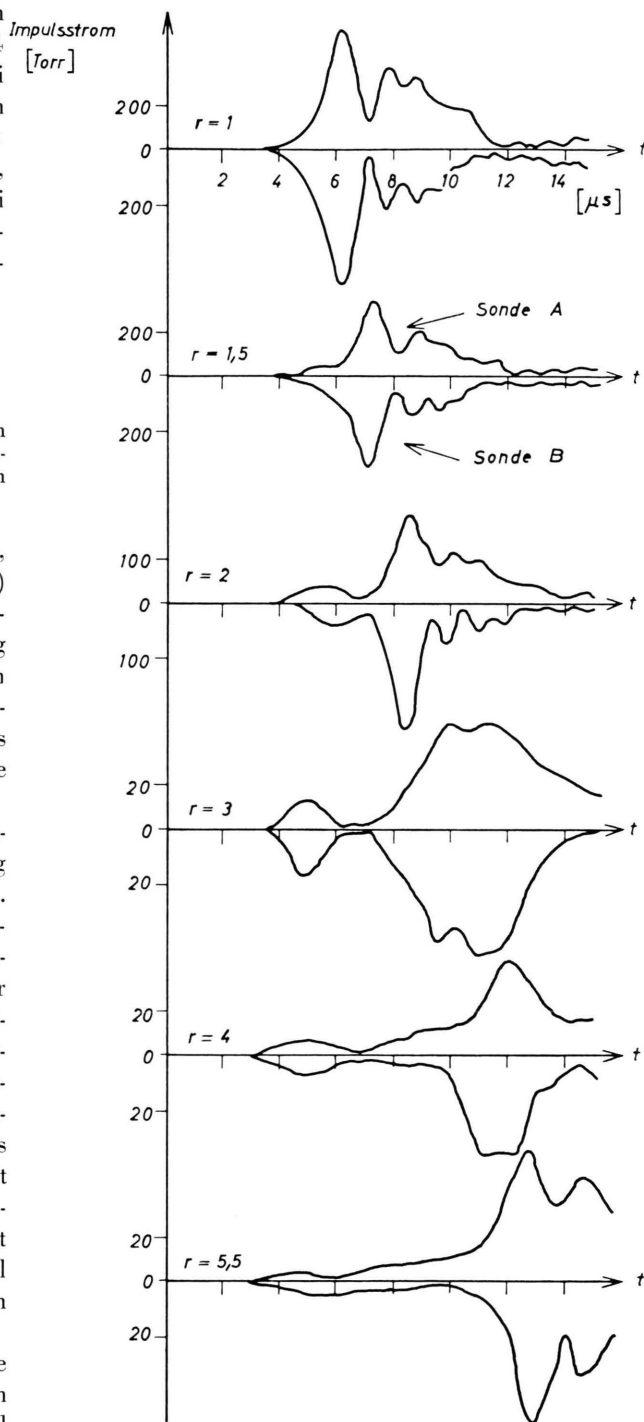


Abb. 6. Zeitlicher Verlauf des Impulsstromes mit zwei Sonden nach Anordnung Abb. 5 gemessen.

den vom Beginn der Entladung an den Kurven angegeben sind. Ein direkter Vergleich mit den Mes-



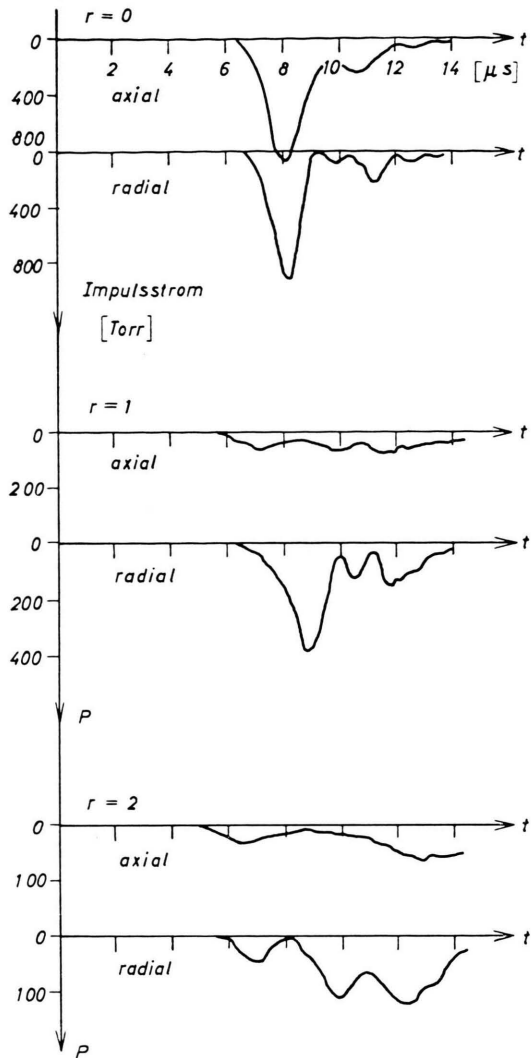


Abb. 7. Axialer und radialer Impulsstromverlauf bei verschiedenen Radien.

sungen der Abb. 6 und 7 ist nicht möglich, da dort das Plasma wesentlich stärker verunreinigt war. Die Profile wurden aus Meßpunkten gewonnen, die zu verschiedenen Entladungen gehören. Die Streuung dieser Punkte, wobei immer fünf zu einem zusammengefaßt wurden, beträgt etwa 20–30% um den gezeichneten Mittelwert. Die Entladungen waren bis zum Zeitpunkt der maximalen Kompression gut reproduzierbar. Die Berechnung der Druckprofile der Abb. 9 wurde unter Annahme von Zylindersymmetrie vorgenommen, wodurch die Impulsströme ersetzt werden können durch Messungen bei  $+r$  und  $-r$ , wie es in Abb. 4 gestrichelt angedeutet ist.

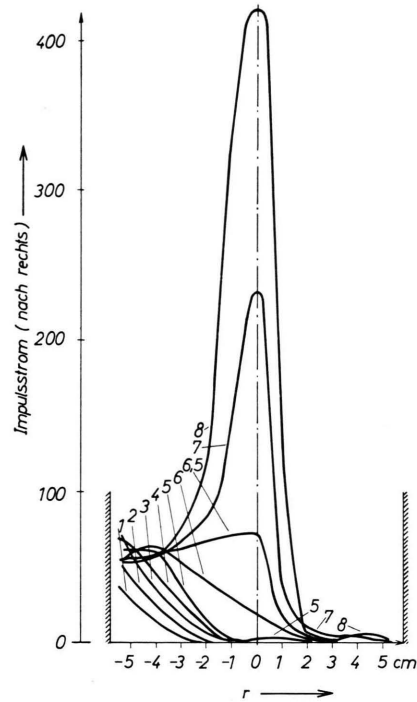


Abb. 8. Impulsstromprofile bei 0,15 Torr  $H_2$  Anfangsdruck. Die zugehörige Zeit in Mikrosekunden von Beginn der Entladung ist an jedem Profil angegeben.

Es ergibt sich nun folgendes Bild vom Entladungsverlauf: Nach der Zündung beginnt am Gefäßrand die Kompression des Plasma-Hohlzylinders. Nach etwa  $5 \mu s$  hat das von außen nach innen komprimierte Plasma mit seiner Front die Achse erreicht. Bis zu dieser Zeit ist nur der aus der Kompression resultierende Staudruck festzustellen. Erst von diesem Zeitpunkt an beginnt sich auch der thermische Druck stark zu erhöhen, was auf die Ohmsche Aufheizung und die Kompression des Plasmas zurückzuführen ist. Es entsteht dabei ein Plasmazylinder von etwa 2 cm Durchmesser, in dem ein gaskinetischer Druck von etwa 400 Torr erreicht wird. Wenn man die Dichte in der Größenordnung von  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  annimmt, ergeben sich daraus Temperaturen von einigen hunderttausend Grad. Die radial nach innen gerichtete Plasmaströmung hält auch in dieser Zeit an. Der in erster Näherung quadratische Abfall des Staudruckes nach außen hat seine Ursache in der Dichtezunahme bei der Kompression, die dem Quadrat des Radius umgekehrt proportional ist. An die maximale Kompression schließt sich eine meist symmetrisch zur Achse erfolgende zylindrische Expansion des Plasmas an. Diese Expansion ist nicht

reproduzierbar und erfolgt von Entladung zu Entladung mit unterschiedlicher Geschwindigkeit, die aber immer in der Größe von  $10^6$  cm/s liegt. Der thermische Druck außerhalb der Achse ändert sich

dabei wenig. Am Ende der Expansionsphase schlägt das Plasma an die Wand.

Über die Anwendung der Drucksonde zu Plasmamessungen läßt sich zusammenfassend folgendes sagen. Die Sonde mißt eine vom Plasmazustand abhängige Kombination aus thermischem Druck und Staudruck. Aus geeignet kombinierten Drucksondenmessungen lassen sich diese Komponenten einzeln berechnen. Die Sonde stellt für das Plasma eine Störung dar und verändert dadurch das zu messende Plasma. Dieser Einfluß ist bei den obigen Messungen nicht berücksichtigt worden.

Ein direkter Vergleich der Drucksondenmessung mit anderen Methoden ist nicht möglich, da bisher keine weiteren Methoden zur Druckmessung in einem Plasma bekannt sind. Dagegen läßt sich die Deutung der Drucksondensignale leichter durchführen, wenn bereits Ergebnisse in Form von Dichtemessungen, Temperaturmessungen und Plasmakinematographie vorliegen. In diesen Fällen stellt die Methode der piezoelektrischen Sondenmessung eine wertvolle Ergänzung der Plasmadiagnostik dar.

Die vorliegende Arbeit konnte zum Teil im Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München durchgeführt werden, wofür ich Herrn Prof. MAIER-LEIBNITZ zu Dank verpflichtet bin. Herrn Prof. FÜNFER danke ich für die Stellung des Themas und seine Unterstützung bei der Durchführung der Arbeit am Institut für Plasmaphysik. Besonderen Dank schulde ich Herrn Dr. KÖPPENDÖRFER für zahlreiche Anregungen und Diskussionen.

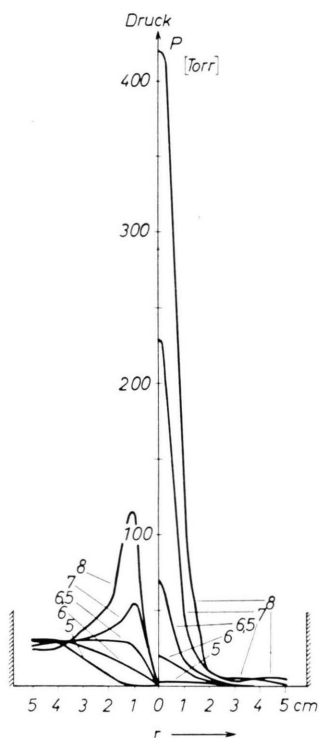


Abb. 9. Radiale Verteilung von Staudruck (links) und gas-kinetischem Druck (rechts). Zeitangaben wie in Abb. 8, Anfangsdruck 0,15 Torr  $H_2$ .