

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Piezoelektrische Drucksonden zur
Untersuchung heißer und dichter
Plasmen

von

Klaus Büchl

IPP 1/11

Juli 1963

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	
Einleitung	- 1 -
1. Grundzüge der piezoelektrischen Sondenmessungen	- 2 -
1.1 Wirkungsweise und Empfindlichkeit der piezoelektrischen Scheibe	- 3 -
1.2 Der geometrische Aufbau einer piezoelektrischen Drucksonde	- 9 -
1.3 Die Zeitauflösung der Sonde mit Druckleiter	-14-
1.4 Prüfung und Eichung der Drucksonde	-20-
1.5 Beispiel einer Drucksonde für Messungen an zeitlich schnellveränderlichen Plasmen	-23-
2. Über die Problematik der Druckmessung in einem Plasma	-28-
3. Druckmessung an einem linearen z-Pinch	-36-
3.1 Druckmessung in radialer Richtung	-37-
3.2 Messungen mit zwei Drucksonden	-44-
Literatur	-52-
Anhang 1 Piezokeramiken	-53-
2 Kathodenfolger	-53-
3 Elektrisches Frequenzverhalten der Drucksonde	-54-
4 Radialschwingungen der Keramik-scheibe	-54-
5 Laufzeitmessung	-58-
6 Technologie der Grenzflächen im Druckleiter	-60-
7 Schutzrohr	-61-
8 Die Eichung der Drucksonde	-63-
9 Daten der Z-Pinch-Anlage	-66-

Zusammenfassung

Über den zeitlichen und räumlichen Verlauf des Druckes in einem veränderlichen heißen und dichten Plasma liegen bisher sehr wenig Informationen vor. Es werden deshalb verschiedene Möglichkeiten der Druckmessung mit piezoelektrischen Sonden diskutiert. Die Abschirmung der Piezokeramik gegen Störungen lassen eine Sonde mit Druckleiter als günstigste Lösung erscheinen. Die Zeitauflösung der Sonde ist durch die Länge und den Durchmesser des gewählten Druckleiters festgelegt. Die Empfindlichkeit wird hauptsächlich durch die Materialkonstanten der Piezokeramik und die Dicke der Keramikscheibe bestimmt. Die gebauten Sonden erreichten folgende Werte: $0,6\mu\text{s}$ Zeitauflösung und $0,13\text{ mV/Torr}$ Empfindlichkeit bzw. $0,8\mu\text{s}$ und $0,45\text{ mV/Torr}$. Die Empfindlichkeit und die Zeitauflösung wurde mit Hilfe eines hydrodynamischen Stoßrohres bestimmt.

Die piezoelektrischen Drucksonden messen den Impulsstrom des Plasmas in einer durch die Aufstellung der Sonde vorgegebenen Richtung. Bei geeigneter Kombination mehrerer Drucksondenmessungen kann man den Staudruck und den thermischen Druck bestimmen. Die Drucksonde wird zu Messungen an einem linearen z-Pinch verwendet. Es werden Druckprofile zu verschiedenen Zeiten angegeben. Die Symmetrie der Entladung wird mit zwei Drucksonden geprüft. Der Druck in axialer und radialer Richtung des z-Pinches werden miteinander verglichen.

Einleitung

In den letzten zehn Jahren wurden zur Untersuchung heißer Plasmen zahlreiche neue Meßmethoden entwickelt. So konnten z.B. Magnetfelder, Teilchendichten, Temperaturen und Strahlungen gemessen werden. Es werden dabei Meßverfahren, die bereits aus anderen Gebieten der Physik bekannt sind, abgewandelt und verbessert, um sie in der Plasmadiagnostik verwenden zu können. In dieser Arbeit wird über eine Meßmethode zur Messung des gaskinetischen Druckes berichtet. Der gaskinetische Druck ist deshalb von Interesse, da er dem Produkt aus Dichte und Temperatur proportional ist, die beide für dichte, heiße Plasmen eine wichtige Größe darstellen. Vor einigen Jahren wurde von Filippow (1) über eine Druckmessung mit einer piezoelektrischen Sonde berichtet. Wegen ihrer geringen Empfindlichkeit ist die in (1) angegebene Sonde jedoch nur für sehr starke Pinchentladungen geeignet. Seitdem sind keine weiteren Druckmessungen insbesondere auch keine Druckmessung mit anderen Methoden an heißen Plasmen bekannt geworden.

Als günstigste Methode, den gaskinetischen Druck eines Plasmas zu messen, erscheint zur Zeit die Sondenmessung mit Hilfe des piezoelektrischen Effektes. Im ersten Teil dieser Arbeit werden die Grenzen für die Empfindlichkeit und Zeit-

auflösung der piezoelektrischen Sonden abgesteckt. Anschließend wird der Aufbau einer Drucksonde für Messungen an schnellbewegten Plasmen beschrieben. Die Problematik der Druckmessung an einem Plasma wird im zweiten Teil diskutiert. Der dritte Abschnitt bringt Beispiele für Druckmessungen an einem linearen α -Pinch, die mit der im ersten Abschnitt beschriebenen Sonde gemacht wurden. Alle speziellen Probleme insbesondere Einzelheiten des Sondaufbaus werden in einem Anhang aufgeführt.

1. Grundzüge der piezoelektrischen Sondenmessung

Das Grundprinzip der Messung besteht darin, daß der zu messende Druck auf einen piezoelektrischen Kristall (2) wirkt und dort eine Ladung erzeugt, die über einer Kapazität als Spannung gemessen wird. Die Wahl der Kristallabmessungen und die Dimensionierung des elektrischen Meßkreises bestimmen sowohl die Empfindlichkeit als auch die zeitliche Auflösung. Sie können meist ohne Schwierigkeiten so gewählt werden, daß die piezoelektrische Scheibe für Plasmamessungen genügend empfindlich ist und auch eine ausreichende zeitliche Auflösung besitzt. Aus zwei Gründen kann die Scheibe jedoch nicht direkt dem Plasmadruck ausgesetzt werden. Wenn das Plasma unmittelbar auf den Piezokristall trifft, würden sich die piezoelektrischen Koeffizienten durch die Erwärmung verändern. Außerdem muß der elektrische Meßkreis einschließ-

lich piezoelektrischem Element gegen elektromagnetische Störungen von der Entladung abgeschirmt werden. Um diese Bedingungen zu erfüllen, kann man zwei Wege gehen. Entweder umgibt man die piezoelektrische Scheibe zur Trennung vom Plasma mit einem isolierenden und zur Abschirmung mit einem leitenden Mantel oder man leitet mit Hilfe eines Stabes aus Quarz, Glas oder Keramik den Druck aus dem Plasma heraus. Die piezoelektrische Scheibe sitzt dann am Ende dieses Stabes. In beiden Fällen begrenzen die genannten notwendigen Maßnahmen die Empfindlichkeit und besonders die zeitliche Auflösung der Sonde. Bevor die Vor- und Nachteile dieser beiden Sondenformen untersucht werden, soll die Wirkungsweise der in beiden Fällen benutzten piezoelektrischen Scheibe diskutiert werden.

1.1 Wirkungsweise und Empfindlichkeit der piezoelektrischen Scheibe

Um die Empfindlichkeit der piezoelektrischen Scheibe zu berechnen, nimmt man diese der Einfachheit halber als Zylinder an. Das stellt keine grundsätzliche Einschränkung dar. Die Stirnflächen seien zugleich die Elektrodenflächen. In die Scheibe wird ein zylindrisches Koordinatensystem (r, φ, z) gelegt. Im weiteren sollen sich die Betrachtungen auf Piezokeramiken beschränken, da diese den stärksten piezoelektri-

schen Effekt zeigen (siehe Anhang 1). Die Polarisation der Keramikscheibe gehe in z-Richtung. Dann verschwinden alle piezoelektrischen Koeffizienten mit Ausnahme von d_{31} und d_{33} . Durch mechanische Spannungen in radialer Richtung τ_{rr} und in axialer Richtung τ_{zz} wird auf den Elektroden eine Ladung Q erzeugt (2).

$$Q = F (d_{31}\tau_{rr} + d_{33}\tau_{zz}) \quad (1)$$

F = Fläche einer Elektrode.

Der zu messende Druck $p(t)$ wirke in z-Richtung und soll sowohl von r als auch vom Winkel φ unabhängig sein. Die mechanische Spannung τ_{zz} ist dann gleich dem Druck $p(t)$ auf die Sonde. Durch die Tatsache, daß die Scheibe räumlich begrenzt ist, tritt zusätzlich ein Druck τ_{rr} auf, dessen Wirkung in Anhang 4 diskutiert wird. Vorerst wird jedoch von dieser Störung abgesehen.

Dann ergibt sich

$$Q(t) = F \cdot d_{33} p(t) \quad (2)$$

Die Piezokeramik wirkt elektrisch gesehen als Ladungsgenerator. An sie schließt sich der äußere Meßkreis an. Dieser besteht im wesentlichen aus Parallelkapazitäten und Parallelwiderständen. Wenn man die durch den geometrischen Aufbau bedingten Induktivitäten vernachlässigt, kann man für den Meßkreis, das in Abb. 1 gezeigte Schaltbild für die weitere Rechnung benutzen.

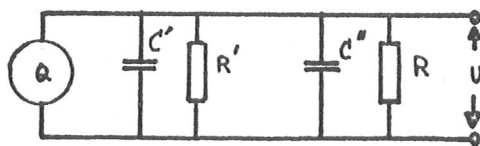


Abb. 1 Ersatzschaltbild der Sonde

C' = Eigenkapazität der Piezokeramik

C'' = Zuleitungskapazität und Eingangskapazität des Verstärkers

R' = Eigenwiderstand der Piezokeramik

R = Eingangswiderstand des folgenden Verstärkers = Gitterwiderstand

Es sei $R' \gg R$ und $C = C' + C''$.

Aus dem Ersatzschaltbild ergibt sich die Differentialgleichung

$$RC \frac{dU}{dt} + U = d_{33} \cdot F \cdot R \frac{dp(t)}{dt} \quad (3)$$

Über den Druckverlauf ist nichts bekannt, man müßte daher für ihn einen allgemeinen Ansatz in Form einer Fourierreihe oder eines Fourierintegrals machen. Man kann jedoch mit weniger Aufwand dieselben Ergebnisse erhalten. Für die Spannung U wird ein zeitlich periodischer Ansatz gemacht:

$$U = \text{prop} \exp\left(\frac{2\pi i t}{T}\right) \quad (4)$$

$$\frac{dU}{dt} = \text{prop} \frac{1}{T} \exp\left(\frac{2\pi i t}{T}\right)$$

Damit kann man aus Gleichung (3) sofort zwei Grenzfälle ableiten, indem man die beiden Terme auf der linken Seite der Differentialgleichung einzeln zum Verschwinden bringt.

a) $T \gg 2\pi RC$

Die Zeit T stellt die charakteristische Zeit dar, in der sich die Spannung U als Funktion des Druckes ändert. Die Bedingung besagt, daß die Kapazitäten C' und C'' sich in der Zeit T bereits über R entladen haben. Man kann diese Messung daher als "niederohmige Messung" bezeichnen. In den meisten Fällen ist es auch tatsächlich so, daß man R klein machen muß, um die Ungleichung zu erfüllen, da C nicht kleiner als die Eigenkapazität der Piezokeramik werden kann. Führt man die Ungleichung in Gleichung (3) ein, dann kann man den ersten Term gegen den zweiten vernachlässigen und man erhält

$$U(t) = R d_{33} F \frac{dp(t)}{dt} . \quad (3a)$$

Die gemessene Spannung gibt in diesem Falle direkt die zeitliche Druckänderung wieder. Wie man aus (3a) sieht, stellt die Bedingung $T \gg RC$ unter Umständen eine starke Einschränkung der Empfindlichkeit dar. Wenn man die Zeitkonstante RC klein macht, wird die Spannung $U(t)$ nicht nur proportional R sondern auch proportional C niedriger, da bei Piezokeramikscheiben die Kapazität der Fläche F proportional ist.

Zur Messung von sehr schnellen Druckänderungen ($\Delta t < 10^{-7}$ sec) kann diese Methode gut geeignet sein, da dann $\frac{dp}{dt}$ groß wird. Im folgenden wird sich aber herausstellen, daß bei einer Verwendung von druckleitenden Stäben keine sehr schnellen Druckänderungen an der Piezoscheibe auftreten können. Daher ist bei Sonden mit Druckleitern dieser Fall meist uninteressant.

b) $T \ll 2\pi RC$

Physikalisch bedeutet die Bedingung $T \ll 2\pi RC$, daß sich die Kapazitäten des Meßkreises in den Zeiten, in denen charakteristische Druckänderungen geschehen, nur wenig entladen. Diese Bedingung verlangt einen großen Widerstand R, die Messung ist "hochohmig". Dadurch wird in Gleichung (3) der zweite Term auf der linken Seite vernachlässigbar klein. Die Integration von (3) liefert dann

$$U(t) - U_1 = \frac{d_{33}F}{C} (p(t) - p_0). \quad (5)$$

p_0 ist der Ruhedruck der Zeit $t=0$. Die Berücksichtigung der Anfangsbedingung: $t = 0, p = p_0, U = 0$ ergibt

$$U(t) = \frac{d_{33}F}{C} (p(t) - p_0). \quad (5a)$$

In diesem Fall gibt die gemessene Spannung direkt die Druckdifferenz zum Anfangsdruck p_0 an. Um die obige Ungleichung zu erfüllen, kann man sowohl R als auch die Eigenkapazität der Piezokeramik C' groß machen. Beide Maßnahmen beeinflussen die Empfindlichkeit der Sonde nicht, solange die Parallelkapazitäten im Außenkreis klein gegen C' sind. Erst wenn man zusätzliche Parallelkapazitäten dazuschaltet, wird die Empfindlichkeit kleiner.

Für den Fall, daß die Streukapazität klein gegen die Eigenkapazität der Keramikscheibe ist, was man immer anstreben sollte, um eine große Empfindlichkeit zu erreichen, gilt:

$$C \approx C' = \epsilon \epsilon_0 \frac{F}{d} \quad (6)$$

Setzt man (6) in Gleichung (5a) ein, erhält man

$$U(t) = \frac{d_{33}}{\epsilon} \cdot \frac{d}{\epsilon_0} \cdot (p(t) - p_0). \quad (5b)$$

Um eine möglichst hohe Empfindlichkeit der Sonde zu erreichen, wird man Piezokeramiken mit einem großen Verhältnis $\frac{d_{33}}{\epsilon}$ verwenden (siehe Anhang 1). Die Scheibendicke d kann man zur Vergrößerung der Empfindlichkeit nicht beliebig dick machen, sie wird durch die geforderte Zeitauflösung begrenzt.

In den meisten Fällen wird man zweckmäßig die Messungen mit großer Zeitkonstante ($RC \gg T$) durchführen, da sich damit meist eine größere Empfindlichkeit erreichen läßt, als wenn man die Messungen mit kleiner Zeitkonstante ($RC \ll T$) nach Gleichung (3a) ausführt.

1.2 Der geometrische Aufbau einer piezoelektrischen Drucksonde

Oben wurde bereits erwähnt, daß die Piezokeramik nicht unmittelbar dem Plasma ausgesetzt werden kann. Außerdem muß der elektrische Meßkreis einschließlich der piezoelektrischen Scheibe gegen elektromagnetische Störungen, wie sie bei den zur Erzeugung heißer Plasmen benutzten stromstarken Entladungen auftreten, abgeschirmt werden. Zwei Sondentypen, die diese Forderungen prinzipiell erfüllen, sind in Abb. 2 skizziert.

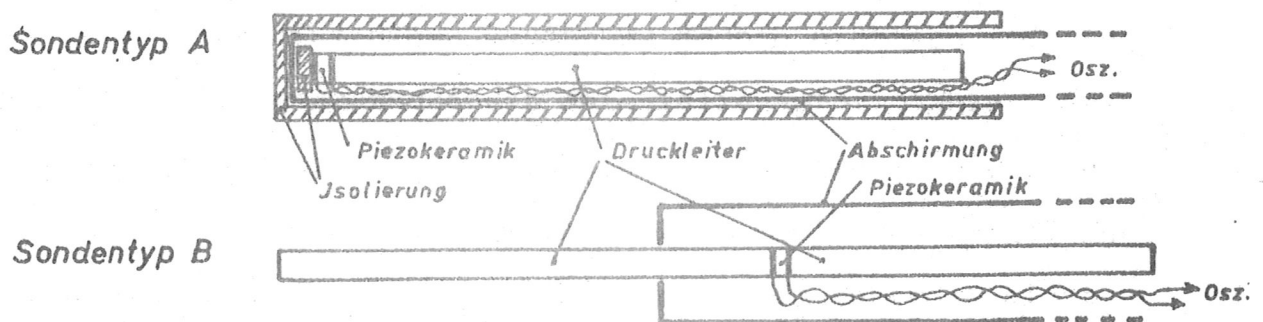


Abb. 2 Sondentypen

Der Sondentyp A, der das piezoelektrische Element am Kopf der Sonde trägt, wurde bereits von Filippow (1) jedoch ohne elektromagnetische Abschirmung benutzt. Am Kopf dieser Sonde ergeben sich beim Aufbau Schichten aus verschiedenen

Materialien. Damit die Drucksignale beim Durchlaufen der Schichten nicht durch Mehrfachreflexionen verfälscht werden, muß der Reflexionsfaktor R_{12} für elastische Wellen beim Übergang von einem Medium in ein anderes klein gegen 1 sein. Der Reflexionsfaktor für den hier vorliegenden Fall des senkrechten Übergangs lautet

$$R_{12} = \frac{z_1/z_2 - 1}{z_1/z_2 + 1} \quad (7)$$

$z_i = \rho_i c_i$ = akust. Widerstand; ρ_i = Dichte; c_i = Schallgeschwindigkeit.

Daraus erhält man für Reflexionsfreiheit die Bedingung

$$\rho_1 c_1 = \rho_2 c_2 \quad (8)$$

Im allgemeinen ist diese Bedingung jedoch nicht zu erfüllen, weil es keine entsprechenden Materialien gibt. Zahlreiche Versuche ergaben, daß die akustische Anpassung am Kopf der Sonde nicht befriedigend gelöst werden kann. Bei länger andauernden Versuchen kann bei diesem Aufbau außerdem nicht ausgeschlossen werden, daß sich die Piezokeramik erwärmt.

Bei der Drucksonde B, wie sie auch von de Silva (3), Stern und Dacus (4) vorgeschlagen wurde, leitet ein Druckleiterstab

den Druck aus dem Plasma, der am Ende des Stabes mit Hilfe einer Piezokeramik gemessen wird. Versuche haben bei der Verwendung von Quarzstäben von 10 cm bis 40 cm Länge ergeben, daß die elastischen Wellen nur sehr geringfügig gedämpft werden. Die Empfindlichkeit ist bei der Verwendung eines Druckleiters nicht zu großer Länge nur unwesentlich kleiner als in dem Fall, wo der Druck direkt auf die Scheibe wirkt. Die Erwärmung der Piezokeramik ist bei diesem Aufbau nicht möglich. Die Zahl der Übergangsstellen für die elastischen Wellen ist auf ein Minimum reduziert. Über sie wird in Anhang 6 gesondert berichtet. Versuche ergaben, daß die Druckleitersonden Testimpulse in ihrem zeitlichen Ablauf formgetreu in elektrische Signale umwandeln. Damit ist eines der wesentlichsten Kriterien für die Verwendbarkeit der Sonden erfüllt.

Die elektromagnetische Abschirmung vereinfacht sich aus zwei Gründen. Durch den Druckleiter wird erreicht, daß sich das piezoelektrische Element bereits rein räumlich an einer Stelle befinden kann, wo die Störungen kleiner als direkt im Plasma sind. Gleichzeitig speichert aber der Druckleiter infolge der Laufzeit der elastischen Wellen die Signale für eine gewisse Zeit. Nach dieser Zeit sind die elektrischen Störungen meist schon so stark abgeklungen, daß die Abschirmung nicht mehr kritisch ist. Von Nachteil ist die unvermeidbare

Speicherzeit, wenn man die Druckmessungen mit anderen Messungen zum Beispiel Dichtemessungen vergleichen will. Vergleiche dieser Art erfordern eine genaue Kenntnis der Laufzeit der elastischen Wellen im Druckleiter. Eine ausreichend genaue Methode zur Bestimmung der Laufzeit wird in Anhang 5 angegeben.

Die Speicherung der elastischen Wellen in Stäben wird bei beiden Sondentypen in dem Druckleiter hinter der Piezokeramik ausgenutzt. Die Drucksignale laufen zum Ende des Stabes, dort werden sie reflektiert und erreichen rücklaufend die Piezoscheibe, wo sie erneut registriert werden. Damit ist ab diesem Zeitpunkt eine Messung von neu ankommenden Drucksignalen nicht mehr in einfacher Weise möglich. Die nutzbare Meßdauer einer Sonde t_M ist also gleich der doppelten Laufzeit t_L der Wellen durch den Reflexionsstab der Länge L

$$t_M = 2t_L = \frac{2L}{c_0} . \quad (9)$$

c_0 = Schallgeschwindigkeit im Druckleiterstab.

Die Meßdauer wird jedoch nicht begrenzt, wenn man für die hinteren Druckleiter Materialien mit einer starken Dämpfung für elastische Wellen benutzt. Die gesamte elastische Energie wird absorbiert und es kommt keine reflektierte Welle zur Piezokeramik zurück. Bei der Druckleitersonde muß man bei einer nicht reflexionsfreien Anpassung der Piezokeramik an die Stäbe auch den vorderen Druckleiter beachten.

Ist er kürzer als der hintere Leiterstab, dann begrenzt er die nutzbare Meßdauer.

Der Durchmesser einer Sonde soll so klein als möglich sein, um die unvermeidbaren Störungen des Plasmas klein zu halten. Wenn man von der gleichen Fläche der Piezoscheibe ausgeht, wird der Durchmesser der Sonde A infolge der verschiedenen Abschirmungen grundsätzlich größer als der des ins Plasma ragenden Teils der Druckleitersonde B. Bei den Messungen im Plasma war es notwendig, über den vorderen Druckleiter der Sonde B ein mechanisch nicht mit diesem verbundenes Schutzrohr zu ziehen. Eine nähere Diskussion der Wirkung des Schutzrohres erfolgt in Anhang 7. Somit erhält die Druckleitersonde B zwar einen größeren Durchmesser als der durch die Piezoscheibe vorgegebene. Er kann aber kleiner gehalten werden als der Durchmesser beim Typ A.

Die elastischen Wellen erfahren in jedem Druckleiterstab eine Dispersion. Dadurch ist der zeitlichen Auflösung eine Grenze gesetzt. Im nächsten Kapitel wird die Zeitauflösung der Druckleitersonde ausführlich diskutiert. Hier soll nur festgehalten werden, daß auf Grund dieses Effektes die zeitliche Auflösung der Sonde mit Druckleiter theoretisch schlechter ist als die Auflösung des anderen Sondentyps. In der Praxis läßt sich infolge der Mehrfachreflexionen am Kopf der Sonde des Typs A die bessere Zeitauflösung nicht ausnutzen.

Ein weiterer Vorteil der Sonde mit Druckleiter ist der einfache technische Aufbau, der die Herstellung von komplizierten Schichtungen umgeht. Aus diesen Gründen wird man im allgemeinen der Sonde mit Druckleiter (Typ B) den Vorzug geben. Dieser Typ wird im Folgenden ausschließlich behandelt.

1.3 Die Zeitauflösung der Sonde mit Druckleiter

Neben der Empfindlichkeit ist die Zeitauflösung die wichtigste Kenngröße der Sonde. Um eine möglichst gute Zeitauflösung zu erzielen, ist eine Betrachtung der die Auflösung begrenzenden Effekte, der Laufzeit im Piezokristall und der Dispersion im Druckleiterstab nötig.

Ein unendlich steiler Drucksprung Δp durchläuft eine piezokeramische Scheibe der Dicke d mit der Schallgeschwindigkeit c_p in der Zeit τ_p .

$$\tau_p = \frac{d}{c_p} \quad (10)$$

Wenn der elektrische Meßkreis so dimensioniert ist, daß Gleichung (5a) gilt, dann erzeugt der Drucksprung Δp eine ihm proportionale Spannung U . Diese Spannung wird aber erst erreicht, wenn der Drucksprung durch die ganze Scheibe hindurchgelaufen ist, das heißt nach der Zeit τ_p . Vom Zeitpunkt des Eintretens des Drucksprunges in die Keramik bis zum

Zeitpunkt des Austritts wächst die Spannung linear von Null bis U an. Die dadurch begrenzte Auflösung der Sonde kann man durch die Wahl dünnerer Piezoscheiben verbessern. So läßt es sich immer erreichen, daß die Zeitauflösung nur noch durch die Dispersion der elastischen Wellen im Druckleiter bestimmt wird.

Um die Begrenzung der Zeitauflösung durch die Dispersion zu berechnen, muß man auf die Theorie der Ausbreitung elastischer Wellen in zylindrischen Stäben (5) zurückgreifen. Damit eine Berechnung mit erträglichem Aufwand durchgeführt werden kann, geht man von einem freien zylindrischen Stab aus, und vernachlässigt die in der Praxis notwendigen Befestigungsstellen. Als Anfangsbedingung gibt man einen Drucksprung vor, der zur Zeit $t = 0$ auf die Stirnfläche des Stabes wirkt und interessiert sich dann für die Verschiebung oder den Druck in Abhängigkeit von der Zeit am anderen Ende des Stabes. Das Problem wurde in einer Arbeit von Skalak (6) gelöst. Skalak geht aus von zwei gleichen zylindrischen Stäben, die sich mit der Geschwindigkeit v aufeinander zubewegen. Zur Zeit $t = 0$ sollen sie bei $z = 0$ aufeinanderstoßen und sich zu einem unendlich langen Zylinder vereinigen. Bei $z = 0$ tritt somit als Anfangsbedingung ein Druck auf, der normal zur Kreisfläche ist. Die Verschiebung in z -Richtung ist Null. Der Drucksprung breitet sich nun nach beiden Seiten in den Zylinder hinein aus. Das Problem wird in zwei Teile zerlegt,

die einzeln gelöst werden. Die Ergebnisse werden dann wieder zusammengesetzt. Im ersten Teil der Lösung wird ein auf den Zylindermantel nach innen wirkender Druck angenommen, der die radiale Verschiebung gleich Null macht. Es breitet sich somit eine ebene Dilatationswelle wie in einem unendlichen Medium durch den Stab aus. Im zweiten Teil wird das Verhalten eines unendlichlangen Zylinders untersucht, wenn sich ein auf der Oberfläche nach außen gerichteter radialer Zug in z-Richtung ausbreitet. Dieser Zug soll dem im ersten Teil angenommenen Druck entgegengesetzt gleich sein. Beim Zusammensetzen der beiden Randbedingungen heben sich beide radialen Drücke auf. Dadurch erhält man für den Zylinder insgesamt die tatsächlich vorliegende Randbedingung, daß der Druck auf den Zylindermantel gleich Null ist. Für die Rechnungen wird von den Bewegungsgleichungen für einen festen Körper ausgegangen. Eine exakte Lösung des Problems in analytischer Form ist nicht möglich. Skalak gibt eine Näherungslösung an, bei der die Form der Wellenfront als Funktion der durchlaufenen Stablänge, des Stabdurchmessers und von Materialkonstanten angegeben ist. Daraus läßt sich der Anstieg des verflachten Drucksprunges berechnen. Für Quarzstäbe verschiedener Durchmesser wurde die Anstiegszeit nach Skalak berechnet und in Abbildung 3 als Funktion der Stablänge z aufgetragen. Von verschiedenen Sonden wurde die gemessene Anstiegszeit ebenfalls in Abbildung 3 eingetragen.

Die erste Ziffer in der Sondenbezeichnung gibt den Durchmesser des Druckleiters an. Die gemessenen Werte stimmen recht gut mit den Kurven überein.

Aus diesen Kurven lassen sich nun wesentliche Schlußfolgerungen ziehen. Zu kurzen Anstiegszeiten kann man auf zwei Wegen kommen, man verwendet entweder kürzere oder dünnere Stäbe. Wenn man durch eine Verkleinerung der Druckleiterlänge, die Anstiegszeit verkürzen will, dann gewinnt man nur, wenn man zu einigen Zentimetern Länge übergeht oder im Grenzfall zur Sonde ohne Druckleiter. In diesen Fällen verliert man jedoch die Vorteile des Druckleiters. Bei Stäben über 10 cm Länge spielt die Länge nur noch eine geringe Rolle für die Anstiegszeit. Der zweite Weg, der zu kürzeren Anstiegszeiten führt, ist der Übergang zu kleineren Stabdurchmessern. Unter 1 mm Durchmesser wird aber die technische Handhabung eines einzelnen Stabes bereits recht schwierig. Außerdem verliert man an Sondenempfindlichkeit, da man in den Bereich kommt, wo Streukapazität der Sonde und Kapazität der piezoelektrischen Scheibe die gleiche Größenordnung haben.

Wie man aus Abbildung 3 ersieht, liegt die Grenze der Zeitauflösung etwa bei $0,3 \mu\text{s}$, die man unter Berücksichtigung aller Gegebenheiten erreichen kann.

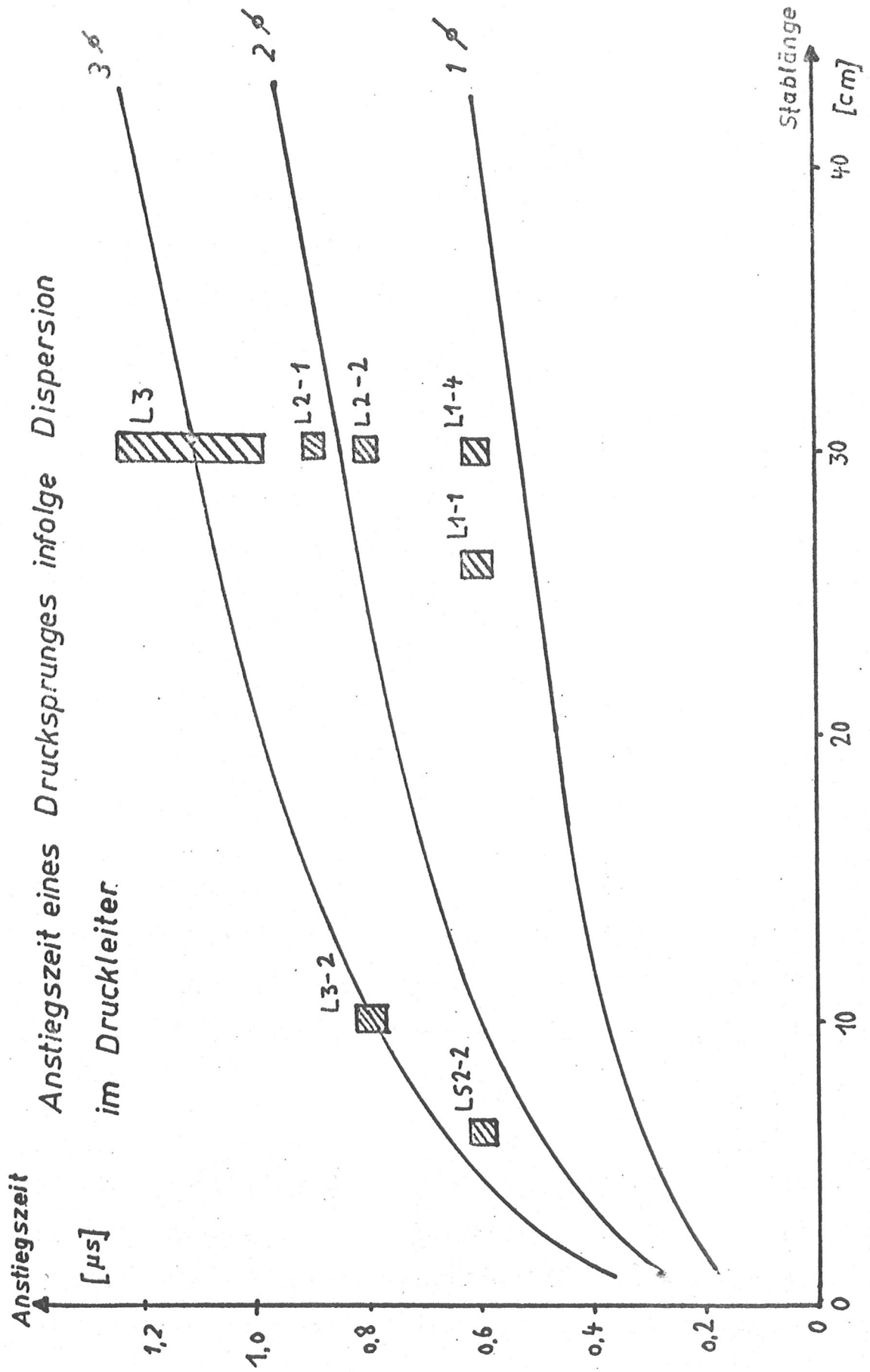


Abb. 3

Ein Weg auf dem man vielleicht zu kürzeren Anstiegszeiten kommt, wäre die Verwendung eines Bündels sehr dünner Stäbe statt eines einzelnen Stabes. Für die Anstiegszeit ist dann der Durchmesser eines einzelnen Stabes bestimmend, während für die Empfindlichkeit die Summe aller Stirnflächen der Stäbe maßgebend ist.

Sind keine kurzen Anstiegszeiten nötig, was bei vielen Experimenten der Fall ist, dann kann man größere Durchmesser und längere Stäbe verwenden. Es ist jedoch wenig sinnvoll den Durchmesser noch zu vergrößern, wenn die Eigenkapazität der Scheibe bereits groß gegen die Streukapazität der Schaltung ist. Es gilt dann Gleichung

$$U(t) = \frac{d_{33}}{\epsilon} \cdot \frac{d}{\epsilon_0} \cdot (p(t) - p_0) \quad (5b)$$

und die Empfindlichkeit kann nicht mehr durch größere Flächen sondern nur noch durch dickere Scheiben gesteigert werden. Dagegen sind lange Druckleiter sicher oft von Vorteil, um den elektrischen Meßkreis an einer günstigen Stelle aufzubauen.

Die Zeitauflösung der Sonde kann auch durch das Frequenzverhalten des elektrischen Kreises begrenzt werden. Das kann man aber immer durch eine geeignete Wahl der elektrischen Schaltung vermeiden (siehe Anhang 2 und 3). Eine weitere

Beeinflussung des Zeitverhaltens entsteht durch mechanische Eigenschwingungen der Keramikscheibe, die auftreten können, wenn Druckleiter und Piezoscheibe akustisch nicht angepaßt sind. Die Scheibe wird dann zum Beispiel durch axiale Druckänderungen zu Radialschwingungen angeregt. Eine ausführliche Behandlung dieses Falles erfolgt in Anhang 4. Die Schwingungen erzeugen elektrische Signale, die sich den Drucksignalen störend überlagern. Die Radialschwingungen beeinflussen die Auflösung der Sonde nicht, aber sie verfälschen die Wiedergabe des Druckverlaufs.

Die Zeitauflösung sagt wenig über die Wiedergabe von Druckimpulsen aus. Dazu müßte man das gesamte mechanische Frequenzverhalten genauer untersuchen. Da geeignete Ultraschallgeneratoren nicht zur Verfügung stehen, kann man sich mit Testimpulsen behelfen. Diese sollten den vorgesehenen Messungen angepaßt sein. Aus der Wiedergabe bekannter Druckimpulse kann man Rückschlüsse auf das mechanische Frequenzverhalten der Sonde ziehen.

1.4 Prüfung und Eichung der Drucksonde

Es ist günstig, wenn zur Prüfung und Eichung der Sonde ein und derselbe Druckimpuls verwendet werden kann. Unter Prüfung soll die Wiedergabe von Druckimpulsen verstanden werden, während sich die Eichung auf die Bestimmung der Empfind-

lichkeit beschränkt. Dazu ist ein Impuls bekannter Amplitude und Form nötig.

Eine statische Eichung der Sonde ist wegen der gegenüber der Meßzeit geringen Zeitkonstanten des Kreises nicht möglich, wie aus den in Kapitel 1.1 berechneten Bedingungen folgt, es bleibt also nur eine dynamische Eichmethode. Dazu bieten sich zwei Methoden an: eine ballistische Methode, die in verschiedenen Modifikationen von einigen Autoren (1), (4) benutzt wurde, oder die Verwendung von Stoßwellen. Die ballistische Eichung hat gegenüber der Stoßwellenmethode einige im folgenden kurz angeführten Nachteile. Der Druck wirkt nicht auf die ganze Stirnfläche der Sonde sondern nur auf einen kleinen Bereich. Über den Druckverlauf ist wenig bekannt, er hängt von den elastischen Eigenschaften des beschleunigten Körpers und der Sonde ab. Nach Landau und Lifschitz (7) kann man die Kontaktzeit τ für den Stoß einer Stahlkugel des Radius R auf die Stirnfläche eines Quarzstabes ausrechnen und erhält

$$\tau = 7,7 \cdot 10^{-5} \frac{R}{\sqrt{h}} \quad (11)$$

h = Fallhöhe der Stahlkugel

Aus Gleichung (11) sieht man, daß es schwer ist, die Kontaktzeit kleiner als 10^{-5} sec zu machen. Die Anstiegszeit der Sonde kann deshalb mit Hilfe der ballistischen Methode nicht

gemessen werden, da nach den Abschätzungen aus Abschnitt 1.3 ein zeitliches Auflösungsvermögen der Sonde von $0,5-1,0\mu\text{s}$ zu erwarten ist.

Wesentlich günstiger liegen die Verhältnisse bei Stoßwellen. Mit ihrer Hilfe lassen sich Druckänderungen in der Stoßfront innerhalb $<10^{-7}$ sec erreichen (8). Für die Prüfung der Sonde ist der zeitliche Verlauf einer ebenen Stoßwelle eines hydrodynamischen Stoßrohres hinreichend bekannt. Die Sonde sieht infolge ihrer begrenzten Zeitauflösung die Stoßwelle als reine Sprungfunktion, da bei den Anfangsdrücken von $1...760\text{Torr}$ im Stoßrohr die Dicke der Stoßfront bei $10^{-3}...10^{-5}$ cm liegt. Sie ist nicht in der Lage eventuelle Feinstrukturen der Stoßfront, wie sie von manchen Theorien gefordert werden, zu erkennen. Der Drucksprung wird als Testsignal benutzt, um das mechanische Frequenzverhalten sowie die Reflexion von elastischen Wellen in der Sonde zu prüfen. Unbrauchbare Sonden, die den Druckverlauf verzerrt wiedergeben, sind auf diese Weise leicht auszuscheiden. Die Eichung der Sonden erfolgt mit der aus der gemessenen Machzahl berechneten Drucksprunghöhe einer ebenen Stoßwelle. Sie ergibt sich aus der Theorie des Stoßrohres (8) zu

$$P_1 - P_0 = (M^2 - 1)(1 + \mu)P_0 . \quad (12)$$

Für Luft ist $\mu = 0,167$.

Die Sonde stellt für die Stoßwelle zumindest im ersten Moment eine reflektierende Wand dar. Man mißt also den Drucksprung der reflektierten Stoßwelle:

$$p_2 - p_0 = \frac{(1+2\mu) \cdot p_1 + p_0}{\mu p_1 + p_0} (p_1 - p_0) \quad (13)$$

Der Drucksprung ($p_2 - p_0$) ist nur eine Funktion der Machzahl M und des Anfangsdruckes p_0 , da p_1 nach Gleichung (12) ebenfalls nur eine Funktion dieser Größen ist. Eine ausführliche Beschreibung des hydrodynamischen Stoßrohres und der Eichung der Sonde erfolgt in Anhang 8. Gemessene Anstiegszeiten für verschiedene Sonden sind in Abbildung 3 eingetragen. Eine nach dieser Methode bestimmte Eichkurve, aus der die Empfindlichkeit der Sonde entnommen werden kann, ist für eine Drucksonde, die für Messungen am Plasma eines z-Pinches gebaut wurde, in Abbildung 7 angegeben.

1.5 Beispiel einer Drucksonde für Messungen an zeitlich schnellbewegten Plasmen

Unter Berücksichtigung der in den bisherigen Abschnitten geschilderten Überlegungen wurde eine für Messungen an schnellveränderliche Plasmen geeignete Drucksonde konstruiert. Der Druckleiter erhielt eine Länge von etwa 30 cm, damit diese Drucksonde jeden Punkt eines Durchmessers des Entladungsge-

fäßes erreichen kann. Aus Gründen der zeitlichen Auflösung wurden Druckleiterdurchmesser von 1 mm und 2 mm gewählt. Damit ließen sich Anstiegszeiten für Drucksprünge (siehe Abbildung 3) von 0,6 μ s und 0,8 μ s erzielen. Als piezoelektrische Elemente wurden Piezokeramiken (siehe Anhang 1) wegen ihres großen piezoelektrischen Koeffizienten verwendet. Damit die Laufzeit der elastischen Wellen in der Piezokeramik die Zeitauflösung nicht begrenzt, wurden Scheiben von 0,2 mm Dicke benutzt. Die Laufzeit berechnet sich nach Gleichung (10) zu $\tau_p \approx 5 \cdot 10^{-8}$ sec. Das ist wesentlich kleiner als der Anstieg für einen Drucksprung, der durch die Dispersion im Druckleiter entsteht.

Die vorgesehene Meßzeit für den Druck oder dessen zeitliche Ableitung beträgt etwa 10 μ s.

Um eine genügende Empfindlichkeit der Sonde für Plasmamessungen zu erreichen, war es notwendig, die Zeitkonstante des elektrischen Kreises groß gegen die Meßdauer zu machen. Es wird also auf Grund der Wahl der Zeitkonstanten der Druck nach Gleichung (5a) gemessen. Die Kapazität der Zeitkonstanten wird im wesentlichen durch die Eigenkapazität der Piezokeramik, die bei den gewählten Stabdurchmessern etwa 100pF beträgt, festgelegt. Damit wird ein Eingangswiderstand des elektrischen Meßkreises größer als $10^5 \Omega$ gefordert. Das läßt sich durch einen Kathodenfolger (Anhang 2) erfüllen,

der zugleich den elektrischen Sondenkreis an das 120 Ω - Meßkabel anpaßt. Um die Empfindlichkeit der piezoelektrischen Drucksonde zu berechnen, ist außer der Kenntnis des Verstärkungsfaktors des Kathodenfolgers ($V=0,76$) noch die Kenntnis der Transmission der Übergangsstelle Quarzstab (Medium 1) - Piezokeramik (Medium 2) für elastische Wellen nötig. Unter Benutzung des Reflexionsfaktors R_{12} aus Gleichung (7) ergibt sich die Transmission T_{12} zu

$$T_{12} = 1 - R_{12} = 0,7$$

Für die Empfindlichkeit der Sonde gilt unter der Voraussetzung, daß die Streukapazität klein gegen die Eigenkapazität der Piezokeramik ist, die Beziehung

$$\frac{U}{p-p_0} = \frac{d_{33}}{\epsilon} \cdot \frac{d}{\epsilon_0} \cdot V \cdot T_{12} \quad (5c)$$

Beim Einsetzen der verwendeten Daten erhält man

$$\frac{U}{p-p_0} = 0,47 \frac{\text{mV}}{\text{Torr}}$$

Der Aufbau der Drucksonde ist in Abbildung 5 zu sehen. Die Länge des vorderen und hinteren Druckleiters soll die vorgesehene Meßdauer nicht unter 10 μs begrenzen. Nach Gleichung (9) erhält man:

$$\text{vorderer Druckleiter } L = 30 \text{ cm} \quad t_M = 110 \mu\text{s}$$

$$\text{hinterer Druckleiter } L = 20 \text{ cm} \quad t_M = 70 \mu\text{s}$$

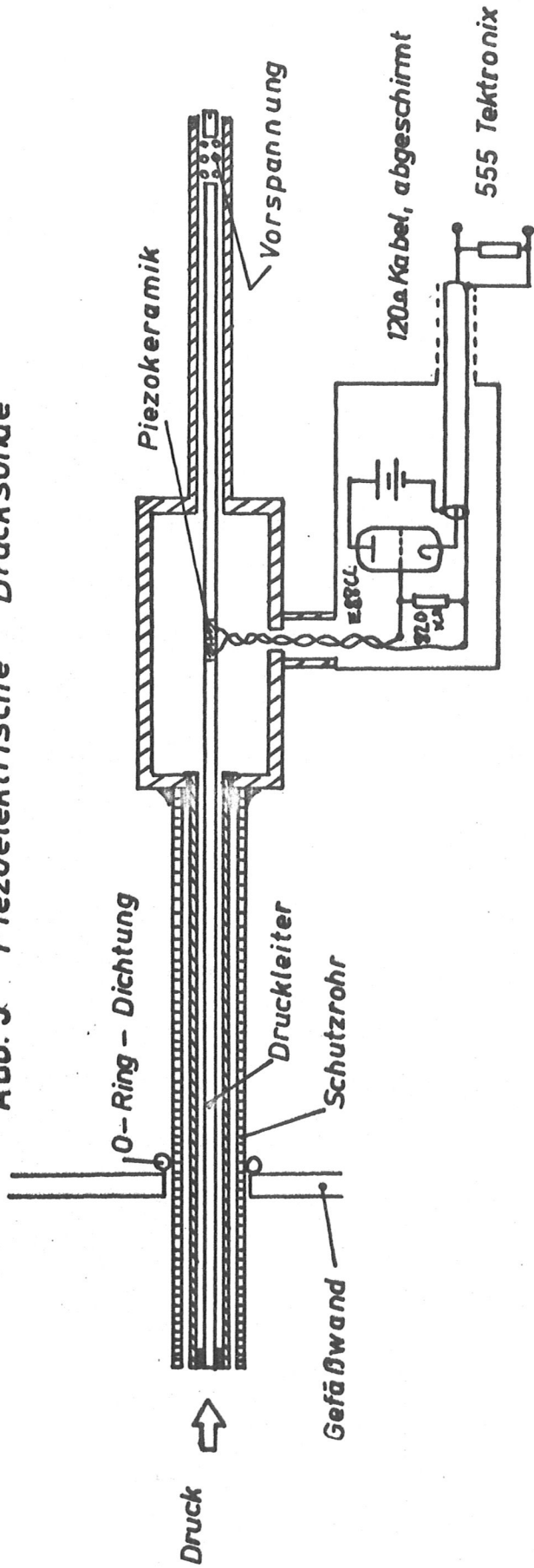
Es läßt jeder der beiden Stäbe eine ausreichend lange Meß-

dauer zu. Durch die Laufzeit im vorderen Druckleiter ist die Registrierung der Druckmessung gegenüber den Ereignissen im Plasma um ungefähr $55 \mu\text{s}$ verzögert. Im Anhang 5 wird die genaue Messung dieser Laufzeit beschrieben.

Der vordere Druckleiter ist mit Araldit in ein Halterohr vakuumdicht eingekittet. Die piezoelektrische Scheibe wird zwischen beide Quarzstäbe mit einer mechanischen Vorspannung eingeklemmt (siehe Anhang 6). Dieser Aufbau der Sonde hat sich als günstigste Lösung für die Druckwiedergabe erwiesen, wie die Messung mit Testimpulsen ergab. Der Drucksprung einer ebenen Stoßwelle (Abbildung 6) wurde von der so aufgebauten Sonde unverzerrt wiedergegeben. Aus den Testimpulsoszillogrammen ist auch erkennbar, daß man bei einer Meßdauer von $10 \mu\text{s}$ mit einer Zeitkonstanten von $RC = 90 \mu\text{s}$ auskommt, das Impulsdach senkt sich nur sehr wenig innerhalb von $10 \mu\text{s}$. Nach $70 \mu\text{s}$ erscheint, wie erwartet, der am Ende des hinteren Druckleiters reflektierte Druckimpuls.

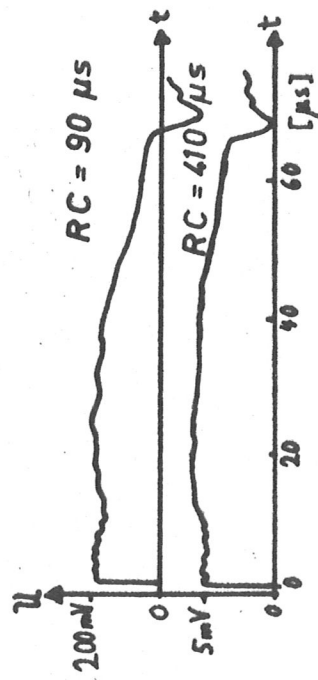
Die Eichung erfolgt mit den gleichen Drucksprüngen von ebenen Stoßwellen bei verschiedenen Anfangsdrücken. Sie ergibt die in Abbildung 7 angegebene Eichkurve. Daraus erhält man die mit einem Fehler von ca 20% behaftete Empfindlichkeit der Sonde. Für verschiedene Sonden werden die Kenndaten hier aufgeführt.

Abb. 5 Piezoelektrische Drucksonde



Kathodenfolger
mit Batterieversorgung

Abb. 6 Stoßrohr - Testimpulse



Sonde	Druckleiter	Empfindlichkeit	Anstiegszeit
L1	2 mm 30 cm	0,5 mV/Torr	0,8 s
L2	1 mm 30 cm	0,13 mV/Torr	0,6 s

Für die L2-Sonden stimmt die Empfindlichkeit recht gut mit der oben berechneten überein. Bei den L1-Sonden ist das nicht der Fall, da dort die Streukapazität nicht klein gegen die Eigenkapazität der Keramikscheibe ist. Die Messungen am Plasma wurden wegen der besseren Empfindlichkeit meist mit L2-Sonden ausgeführt.

2. Über die Problematik der Druckmessung in einem Plasma

Bei Messungen mit piezoelektrischen Sonden an heißen Plasmen ergeben sich im wesentlichen zwei Probleme. Die bisher immer als Druck bezeichnete von der Sonde gemessene Größe wird nur in besonderen Fällen mit dem gaskinetischen Druck der Thermodynamik übereinstimmen. Es ist also eine Diskussion der Sondenmeßgröße nötig. Das zweite Problem ist die bei allen Sondenmessungen auftretende Frage, wie stark die Störung des Plasmas durch die Sonde ist und ob die gemessene Größe noch etwas über den ungestörten Zustand des Plasmas aussagt.

Mikroskopisch gesehen mißt die Drucksonde den Impulsstrom, der von den auf die Stirnfläche auftreffenden Teilchen transportiert wird. Dabei wird von der Sonde angenommen,

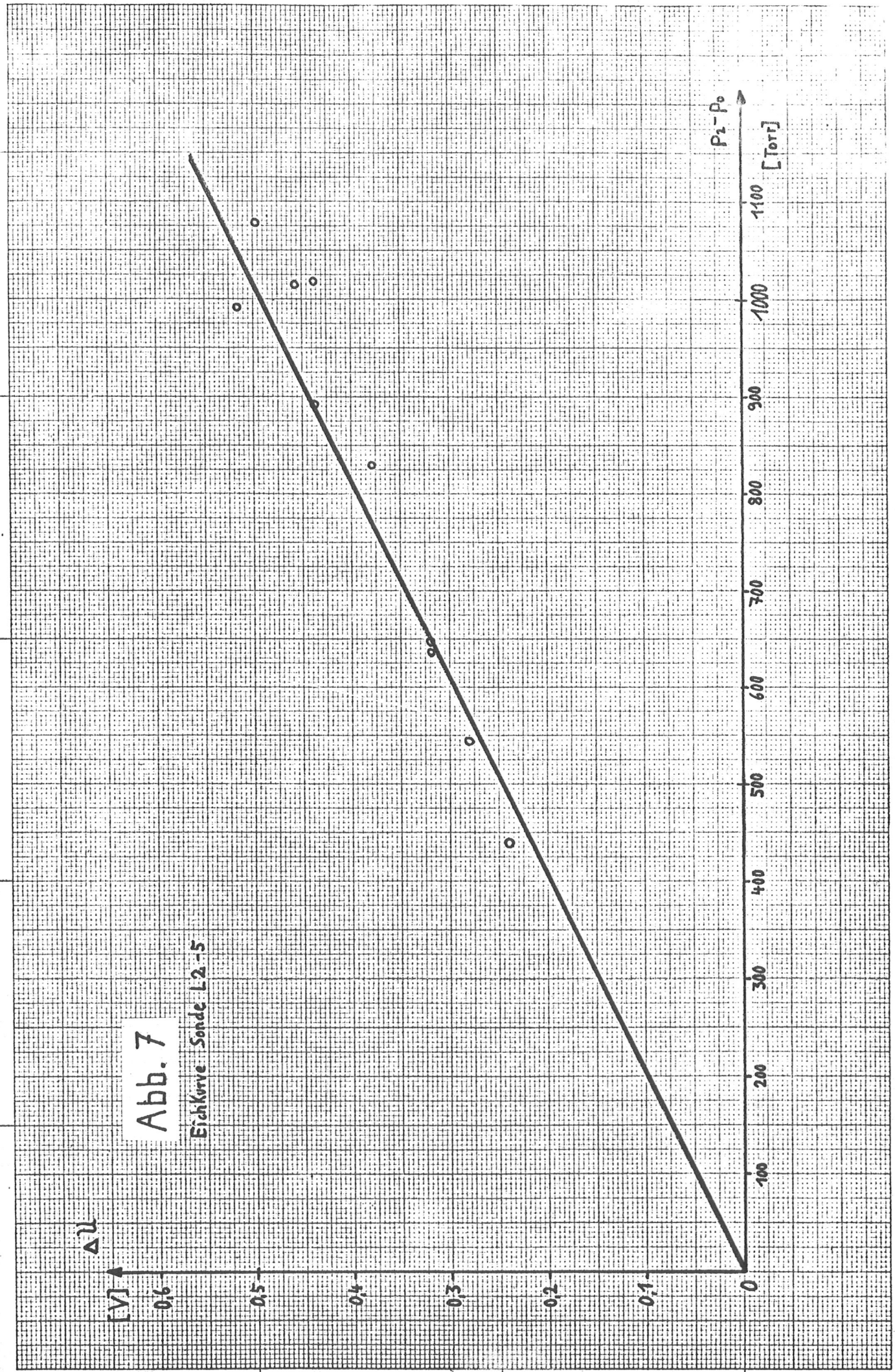


Abb. 7

Eichkurve Sonde L2-5

daß sie für die Teilchen transparent ist. Wird die Sonde als Teil einer unendlich ausgedehnten festen Wand angesehen, ergibt sich aus der Reflexion der Teilchen ein Faktor 2 für den Impulsstrom. Zwischen dem gemessenen Impulsstrom und dem in den magnethydrodynamischen Grundgleichungen verwendeten Drucktensor ψ (siehe z.B. (9)) kann man nur unter bestimmten Bedingungen eine einfache Beziehung herstellen.

Der einfachste Fall liegt vor, wenn das Plasma keine gerichtete Bewegung besitzt oder wenn diese parallel zur Sondenstirnfläche verläuft. Wenn man zusätzlich annehmen kann, daß die Verteilungsfunktion der Teilchen senkrecht zur Stirnfläche der Sonde (=x-Richtung) in positiver und negativer x-Richtung symmetrisch ist, wird von der Drucksonde die Komponente ψ_{xx} des Drucktensors gemessen. Dabei wurde davon Gebrauch gemacht, daß die Sonde keine Scherkräfte mißt. Liegt eine Maxwellverteilung der Teilchengeschwindigkeit vor, ist ψ_{xx} gleich dem isotropen Druck

$$p = n k T \quad (14)$$

Hat das Plasma in der oben definierten x-Richtung auf die Sonde zu oder von dieser weg eine gerichtete Geschwindigkeit $\overline{w_x}$, läßt sich nur dann eine einfache Beziehung für die Sondenmeßgröße angeben, wenn man am gleichen Ort in positiver

und negativer x-Richtung gemessen hat. Die beiden gemessenen Größen seien ψ_{xx}^+ und ψ_{xx}^- . Dann gilt

$$\frac{1}{2} (\psi_{xx}^+ + \psi_{xx}^-) = m n \bar{v}_x^2 + \psi_{xx} \quad (15)$$

Der erste Term der rechten Seite entspricht dem hydrodynamischen Staudruck. Für eine Maxwellverteilung der Geschwindigkeit im Schwerpunktsystem des bewegten Plasmas kann man für ψ_{xx} wieder den thermodynamischen Druck p einsetzen. In diesem Fall erhält man lediglich eine Aussage über die Summe von Staudruck und thermischen Druck. Wenn die Messung in beiden Richtungen verschiedene Werte ergibt ($\psi_{xx}^+ \neq \psi_{xx}^-$), kann man auf eine Plasmaströmung schließen.

Die Differenz der beiden Meßwerte ergibt im Fall, daß die mittlere Plasmageschwindigkeit $\bar{v}_x > \sqrt{\frac{kT}{m}}$ ist, d.h. groß gegen die mittlere thermische Geschwindigkeit eines Teilchens ist, den doppelten Staudruck

$$\frac{1}{2} (\psi_{xx}^+ - \psi_{xx}^-) = m n \bar{v}_x^2 \quad (16a)$$

(16a) gilt auch für den Fall, daß $\bar{v}_x \approx \sqrt{\frac{kT}{m}}$ ist.

Dabei wird im Schwerpunktsystem eine Maxwellverteilung vorausgesetzt. Für kleine gerichtete Geschwindigkeiten ($\bar{v}_x \ll \sqrt{\frac{kT}{m}}$) findet man in erster Näherung einen Ausdruck, der ebenfalls dem Staudruck proportional ist

$$\frac{1}{3} (\psi_{xx}^+ - \psi_{xx}^-) = m n \bar{v}_x^2 \cdot \frac{\bar{v}_x}{\sqrt{\frac{kT}{m}}} \quad (16b)$$

Hier kommt das Verhältnis der gerichteten zur thermischen Geschwindigkeit herein. Ist dieses Verhältnis klein, wird auch die Differenz der Meßwerte klein. Dadurch werden Staudrücke erst dann gut meßbar, wenn sie in die Größe des thermischen Druckes p kommen, was man leicht erkennt, wenn Gleichung (16b) umgeschrieben wird.

$$\frac{1}{3} (\psi_{xx}^+ - \psi_{xx}^-) \approx m n \overline{v}_x^2 \cdot \sqrt{\frac{m n \overline{v}_x^2}{p}} \quad (16c)$$

Man kann zwar aus Gleichung (15) und (16c) Staudruck und thermischen Druck getrennt bestimmen. Es ist aber sicher günstiger, um die Näherung bei der Differenzbildung der Gleichungen (16) zu vermeiden, durch eine Messung senkrecht zur Strömungsrichtung ψ_{xx} bzw. p direkt zu bestimmen.

Die piezoelektrische Sonde kann nicht zwischen den verschiedenen Teilchensorten eines Plasmas unterscheiden. Sie mißt immer die Summe aus den Impulsströmen der Ionen, Elektronen und Neutralteilchen auf die Sondenfläche. Das muß man zum Beispiel berücksichtigen, wenn die Schwerpunktschwindigkeiten der 3 Plasmakomponenten verschiedene Richtung haben. Eine Deutung der Signale der Drucksonde ist in solchen Fällen nur sehr schwer möglich.

Durch ein Magnetfeld wird der Drucktensor anisotrop. Legt man das Koordinatensystem so, daß eine Achse mit der Richtung des Magnetfeldes zusammenfällt (siehe z.B. (10)), dann zeigt sich die Anisotropie darin, daß die Diagonalelemente des Drucktensors (nur diese sind $\neq 0$) verschiedene Größen haben. Die zum Magnetfeld senkrechten Diagonalelemente haben dabei gleiche Größe. Die in bezug auf das Feld senkrechten und parallelen Komponenten können eventuell durch entsprechende Messungen in verschiedenen Richtungen unter den oben beschriebenen Voraussetzungen für Messungen ohne Feld bestimmt werden.

Als Beispiel ist in Abb. 4 eine Druckmessung mit zwei zueinander senkrechten Sonden an einem linearen z-Pinch angegeben. Die Druckprofile sind kurz nach der maximalen Kompression des Plasmas aufgenommen. Zu diesem Zeitpunkt hat bereits eine radiale Expansion des Plasmas begonnen.

Da beide Sonden senkrecht zum Magnetfeld messen, welches nur eine azimutale Komponente besitzt, können sie Anisotropien, die aus dem Feld resultieren, nicht feststellen. Die Bestätigung für die Symmetrie der Verteilungsfunktion in den beiden Meßrichtungen erhält man indirekt durch den in der Achse gemessenen Druck, der zu jeder Zeit für beide Sonden gleich war. Die axiale Messung in Abbildung 4 entspricht der zur gerichteten Bewegung senkrechten Messung.

Dabei wird der thermische Druck bestimmt. Die halbe Differenz

zwischen beiden Kurven gibt den von der Achse nach außen gerichteten Staudruck an. Es läßt sich zwischen einem Radius von 1 cm und 3 cm eine starke, nach außen gerichtete Plasmaströmung erkennen.

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde angenommen, daß die Sonde keine Störung des Plasmas verursacht. Der Einfluß dieser Störungen auf die Messung soll im Folgenden kurz diskutiert werden.

Es ist von großer Bedeutung für den Meßvorgang, daß die Sonde sich in einem instationären Plasma befindet. Im Fall einer stationären Strömung mißt die Sonde auf Grund der Bernoulli-Gleichung der Hydrodynamik wie ein Pitotrohr. Für eine gerichtete Plasmaströmung wirkt die Sondenstirnfläche im ersten Augenblick als reflektierende Wand. Dadurch wird der doppelte Staudruck gemessen. Dann setzt am Rand der Sonde eine Umströmung ein, die mit der Zeit auch weiter innen liegende Gebiete erfaßt. Da der Druckleiter einen kleineren Durchmesser als die ganze Sonde hat, merkt er zum Beispiel bei Messungen an hydrodynamischen Stoßwellen erst nach einigen Mikrosekunden von der Umströmung. Diese Zeit ist abhängig von der Schalllaufzeit im Plasma über den Sondenradius. Nachdem eine Umströmung der Sonde entstanden ist, wird nur noch der einfache Staudruck gemessen. In der Zwischenzeit liegt der Faktor beim Staudruck zwischen 1 und 2. Eine dünne Sonde

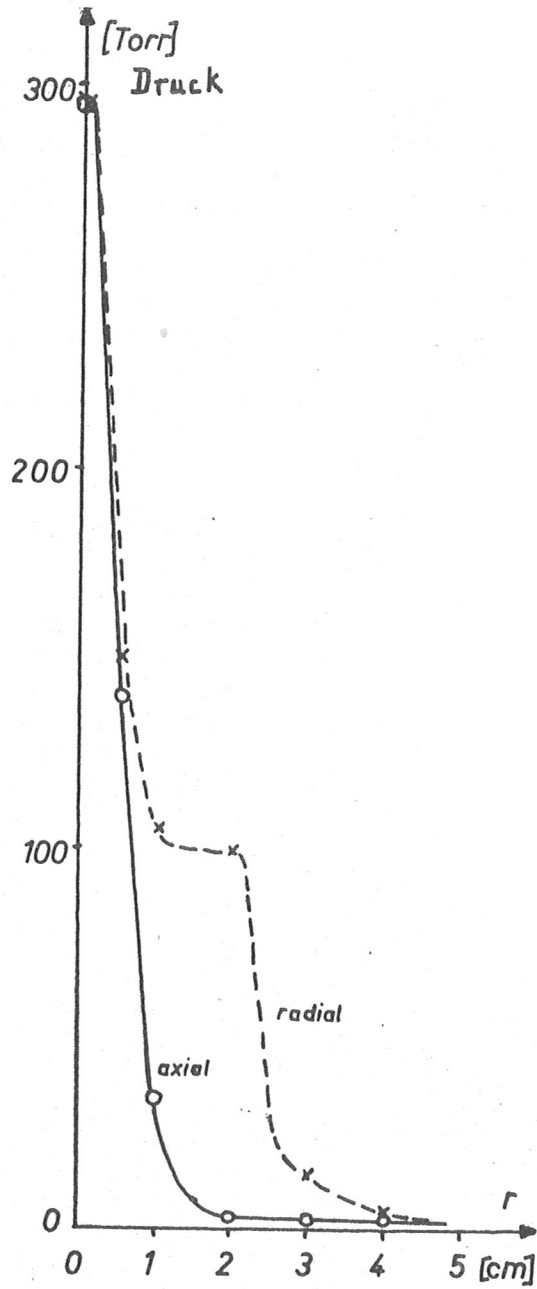


Abb.4 Druckprofile zur Zeit der Expansion der Plasmasäule

erreicht natürlich sehr schnell den stationären Fall, weshalb auch aus diesem Grund kleine Sondendurchmesser anzustreben sind.

Aus den hier angeführten Problemen ergibt sich, daß im allgemeinen der mit einer Drucksonde an einem bestimmten Ort zu einer bestimmten Zeit gemessene Impulsstrom als einzelne Größe nicht deutbar ist. Eine Deutung ist nur im Zusammenhang mit dem zeitlichen und räumlichen Verlauf des Druckes bzw. des Impulsstromes möglich.

3. Druckmessung an einem linearen z-Pinch

Die in Abschnitt 1.5 beschriebene Sonde für schnellbewegte Plasmen wurde zur Druckmessung an einem z-Pinch verwendet. Die Daten der Entladung sind in Anhang 9 angegeben.

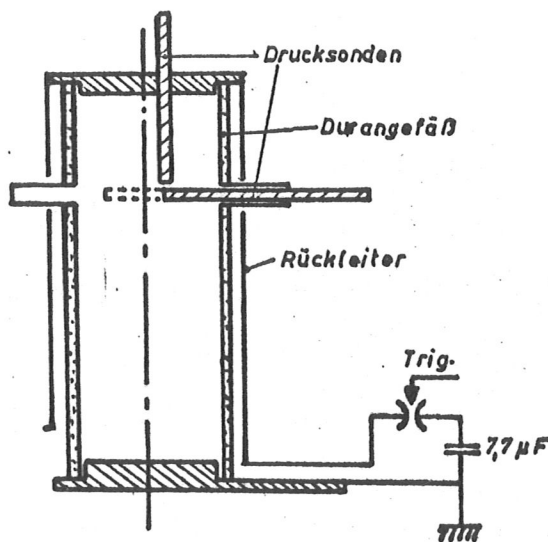


Abb.8 Anordnung der Drucksonden an der Entladung

Das Entladungsgefäß läßt Druckmessungen in radialer und in

axialer Richtung der Entladung zu.

Im ersten Abschnitt werden Messungen mit einer radial eingeführten Drucksonde bei verschiedenen Anfangsdrucken der Entladung beschrieben. Der zweite Abschnitt behandelt gleichzeitige Messungen mit Hilfe zweier Sonden, um die Symmetrie der Entladung und um radiale Strömungen zu untersuchen. Anschließend wird der Entladungsverlauf, wie er sich aus den Sondenmessungen ergibt, kurz geschildert.

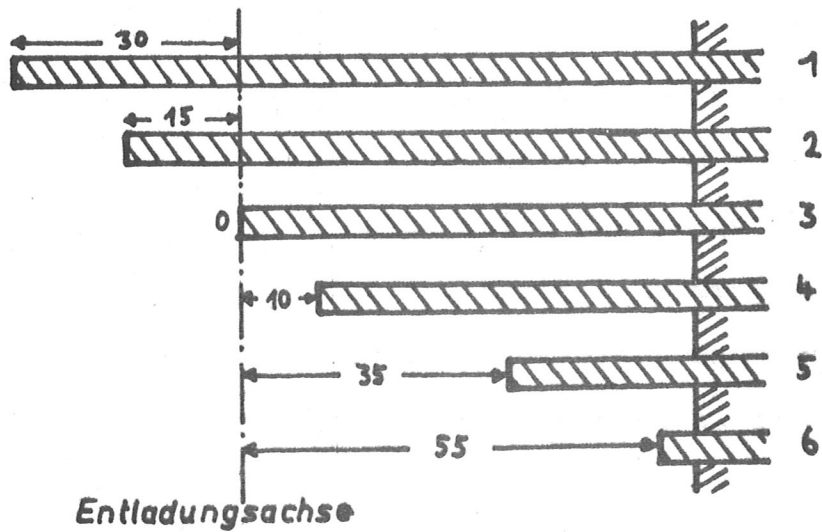
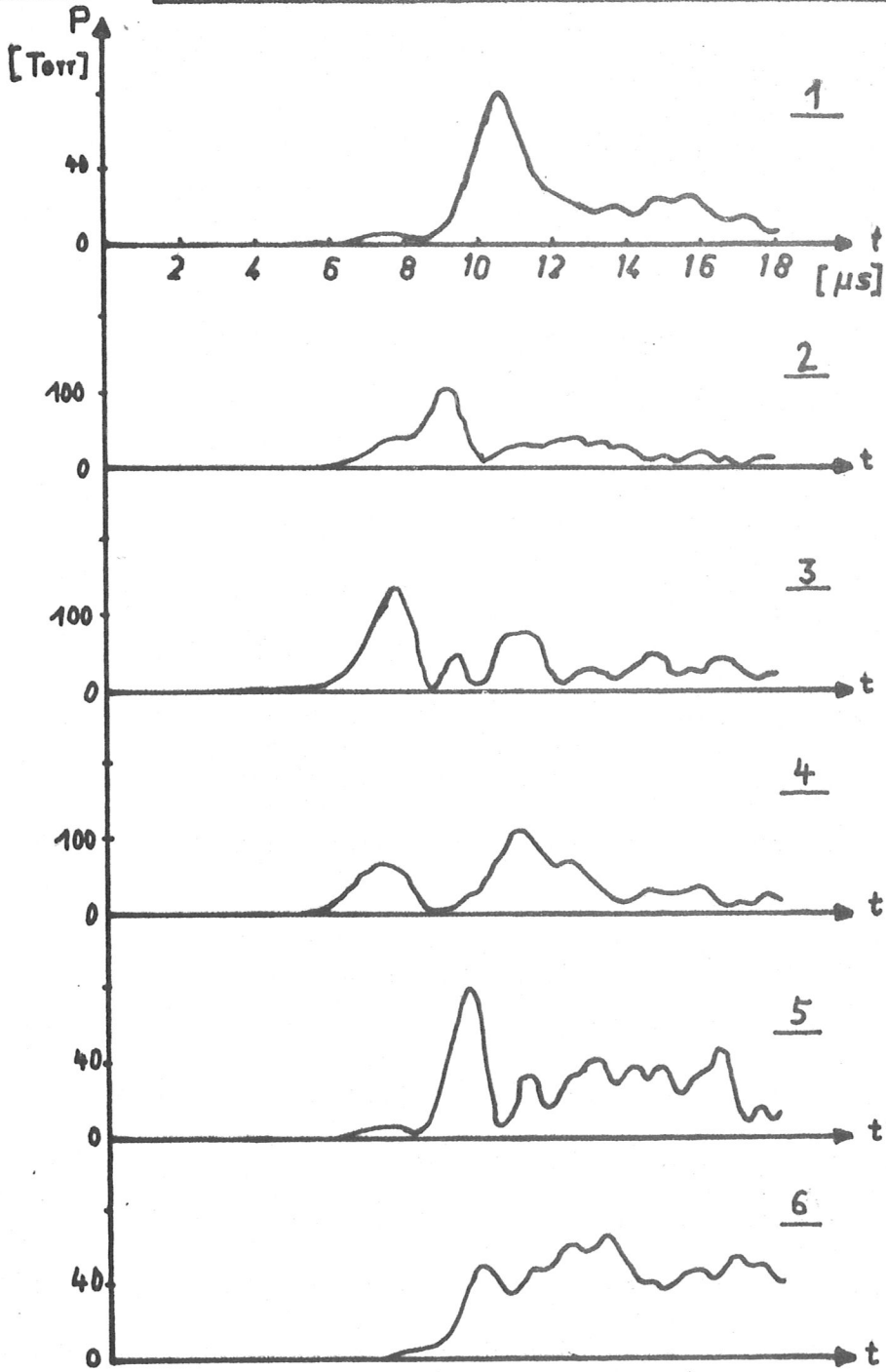
3.1 Druckmessung in radialer Richtung

Der zeitliche Verlauf des Druckes bzw. des Impulsstromes auf die Druckleiterstirnfläche wurde an verschiedenen Orten der Entladung mit einer radial gerichteten Sonde gemessen. Dabei ist zu beachten, daß die Sonde in den Fällen, wo sie die Entladungssachse durchsetzt, den radial auf die Achse gerichteten Impulsstrom mißt. (Abschnitt 2). Stößt die Sonde nicht durch die Achse, dann mißt sie den radial nach außen gerichteten Impulsstrom. Die erste Meßreihe wurde bei einem Fülldruck von $8 \cdot 10^{-2}$ Torr H_2 aufgenommen. Beispiele für den Druckverlauf an verschiedenen Orten der Entladung sind in Abbildung 9 gegeben. Als Druck soll im Folgenden der von der Sonde direkt gemessene Impulsstrom verstanden werden. Im unteren Teil sind die zu den einzelnen Oszillogrammen gehörigen Sondenstellungen, jeweils mit der gleichen Nummer versehen, aufgezeichnet. Der

Entladungsbeginn liegt etwa bei $t = 4,5 \mu\text{s}$. In der Entladungsachse (Oszillogramm 3) steigt der Druck in ungefähr $4 \mu\text{s}$ monoton auf 150 Torr an. In den der Achse benachbarten Gebieten (Oszillogramm 2 und 4) wächst er in der gleichen Zeit ebenfalls monoton auf 40 - 60 Torr an. Bei großem Radius (Oszillogramm 1 und 5) steigt der Druck nur auf 5-10 Torr. Die Drucksteigerung bis zur maximalen Kompression beschränkt sich fast ausschließlich auf das Zentrum der Entladung. Danach setzt eine sehr starke radiale Expansion des Plasmas ein. In einem Gebiet von 1 cm Radius um die Achse sinkt der Druck stark ab, wie in Oszillogramm 3 und 4 zu sehen ist. Das nach außen strömende Plasma läßt zuerst den Druck bei kleinen Radien (1,5 cm, Oszillogramm 2) noch anwachsen. Dann sinkt auch in den achsennahen Gebieten der Druck. Inzwischen hat das Plasma größere Radien erreicht (Oszillogramm 1 und 5) und ruft dort einen starken Druckanstieg auf etwa 80 Torr hervor. Am Rand des Gefäßes (Oszillogramm 6) wird der Anstieg zuletzt beobachtet. Dort erreicht der Druck im Maximum nur noch 50 Torr. Die Entladung ist nur in der Zeit bis zum axialen Druckmaximum reproduzierbar. Später ist der Druckverlauf an einem Punkt bei mehreren Entladungen zwar noch ähnlich, aber zeitlich nicht genau reproduzierbar. Deshalb wurden auch in Abbildung 10 die Druckprofile nur bis zum Zeitpunkt der maximalen Kompression eingezeichnet. Die Kurven stellen die mit der Sonde gemessenen

Abb. 9

Druckverlauf an verschiedenen Orten der Entladung



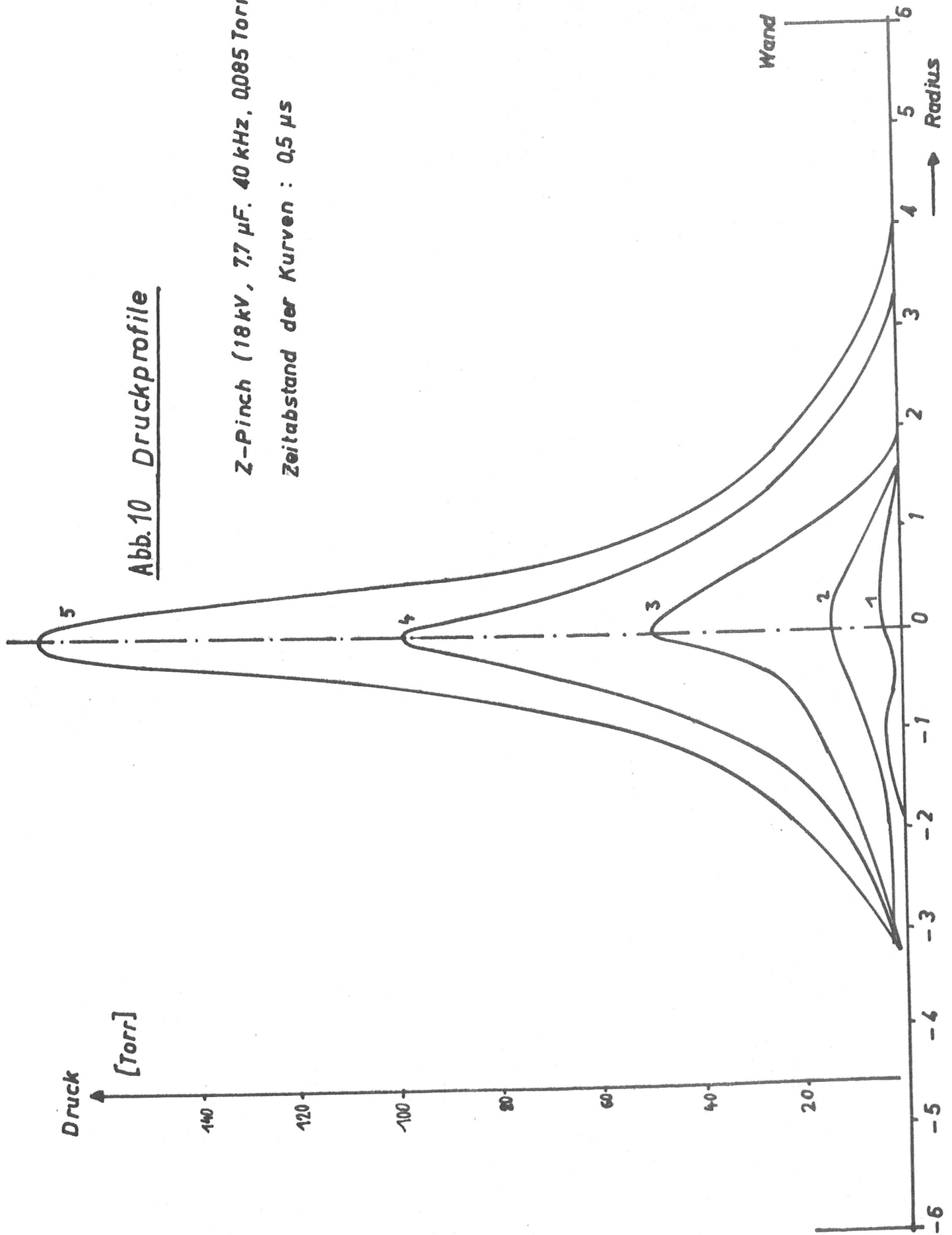
Druckverteilungen, im zeitlichen Abstand von $0,5 \mu\text{s}$ dar. Jede Verteilung besteht aus Meßpunkten, die von verschiedenen Entladungen gewonnen wurden. Die Streuung der Meßpunkte betrug etwa 20-30% um den gezeichneten Mittelwert. Die ersten drei Kurven sind deutlich unsymmetrisch. Wenn man die in Kapitel 2 beschriebene Meßcharakteristik der Sonde berücksichtigt, die Sonde schaut von rechts in die Entladung, kann man daraus entnehmen, daß zu diesen Zeiten eine Kompression des Plasmas erfolgt. Aus der Symmetrie von Kurve 4 und 5 darf man schließen, daß die radiale Bewegung des Plasmas im Verhältnis zur thermischen Teilchengeschwindigkeit kurz vor dem Zeitpunkt des Druckmaximums klein wird.

Die gleichen Messungen wurden bei einem höheren Wasserstofffülldruck von $0,15 \text{ Torr}$ gemacht (Abb. 11). Die Druckprofile wurden aus dem zeitlichen Verlauf des Druckes an den einzelnen Meßpunkten aus verschiedenen Entladungen gewonnen. Die Kurven folgen in Abständen von $1 \mu\text{s}$ aufeinander. Zwischen Kurve 6 und 7 wurde eine weitere Kurve eingezeichnet (6,5). Der Beginn der Entladung liegt nicht genau fest. Bei dem Anfangsdruck von $0,15 \text{ Torr}$ tritt zu Beginn der Entladung eine Strömung zur Achse auf, wie man an den Kurven 1-4 erkennt. Dabei überwiegt der Staudruck den thermischen Druck um mehr als eine Größenordnung, da auf der rechten Seite der Druck noch kleiner als 1 Torr ist. Mit Beginn der zur Kurve 5 gehörigen Zeit beginnt auch in der Achse der Druck anzusteigen und wächst in den folgenden zwei Mikrosekunden jeweils etwa um den Faktor 10

Abb.10 Druckprofile

Z-Pinch (18 kV, 7.7 μ F, 40 kHz, 0.085 Torr)

Zeitabstand der Kurven : 0.5 μ s



Radialer Impulsstrom
(nach rechts)

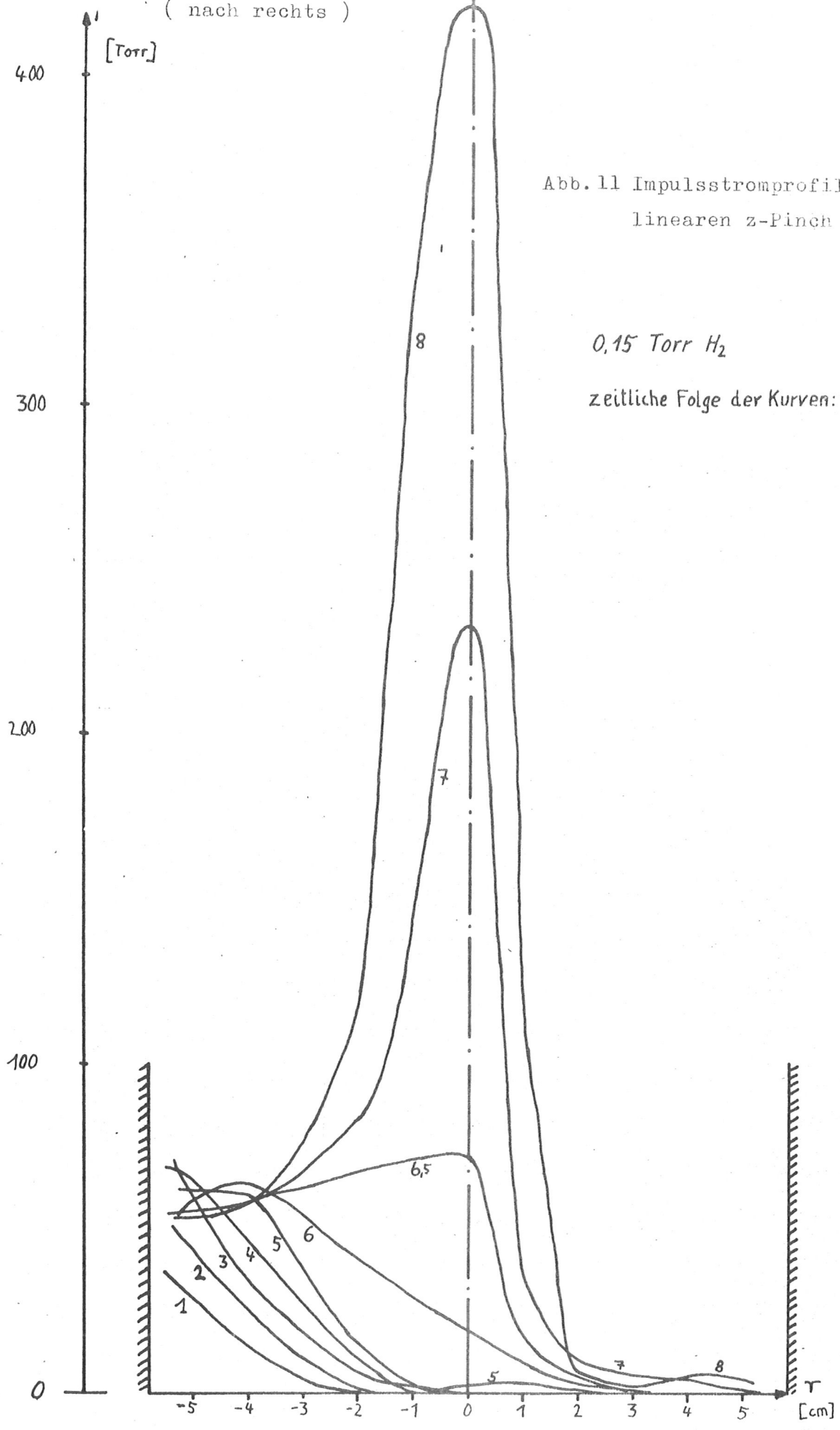


Abb. 11 Impulsstromprofile am
linearen z-Pinch

0,15 Torr H₂

zeitliche Folge der Kurven: 1 μs

pro Mikrosekunde an. Die nach innen gerichtete Strömung scheint erhalten zu bleiben. Die Streuung der Meßpunkte betrug wie oben ca. 20-30%. Die Entladungen, aus denen die Druckverteilungen gewonnen wurde, erwiesen sich bis zum Zeitpunkt der maximalen Kompression als gut reproduzierbar.

Die interessanten Druckprofile 5 - 8 der Abb. 11 wurden nach den in Kapitel 2 erhaltenen Ergebnissen in thermischen Druck und in Staudruck zerlegt. Es wurde davon ausgegangen, daß die Druckmessung an einem Punkt in zwei entgegengesetzte Richtungen, ersetzt werden kann durch die Messungen bei $+r$ und $-r$. Die Sonde schaut in beiden Fällen von rechts in die Entladung. Zur Analyse werden dann folgende Formeln benutzt:

$$\psi'(+r) + \psi'(-r) = 2 p_{th} + 2 p_{st} \quad (17)$$

$$|\psi'(+r) - \psi'(-r)| = 2 p_{st} \quad (18)$$

ψ' sind die gemessenen Impulsströme, p_{th} ist der thermische Druck und p_{st} der Staudruck des Plasmas. Die erhaltenen Kurven sind in Abb. 12 aufgetragen. Die Bezifferung der Druckprofile stimmt mit der in Abb. 11 überein. Folgende Erscheinungen sind bemerkenswert. Der thermische Druck wächst nur in dem Zylinder von 1,5 cm Radius um die Achse stark an. Das Anwachsen beginnt erst, wenn der Staudruck die Achse erreicht hat. In dem genannten Zylinder geht der Staudruck selbst rasch gegen Null, da infolge von Stößen des komprimierten Plasmas,

die gerichtete Bewegung thermalisiert wird. Das Maximum am Rand des Plasmazylinders entsteht durch die zylindrische Kompression des Plasmas. Die Dichte des strömenden Plasmas muß dadurch radial quadratisch zunehmen, was in grober Näherung am Abfall von Kurven 7 und 8 nach großen Radien erkennbar ist. Eine Vergrößerung der Strömungsgeschwindigkeit verstärkt dieses Maximum. Abb. 12 läßt die Vorgänge bei der Kompression des Plasmas recht gut erkennen.

3.2 Messungen mit zwei Drucksonden

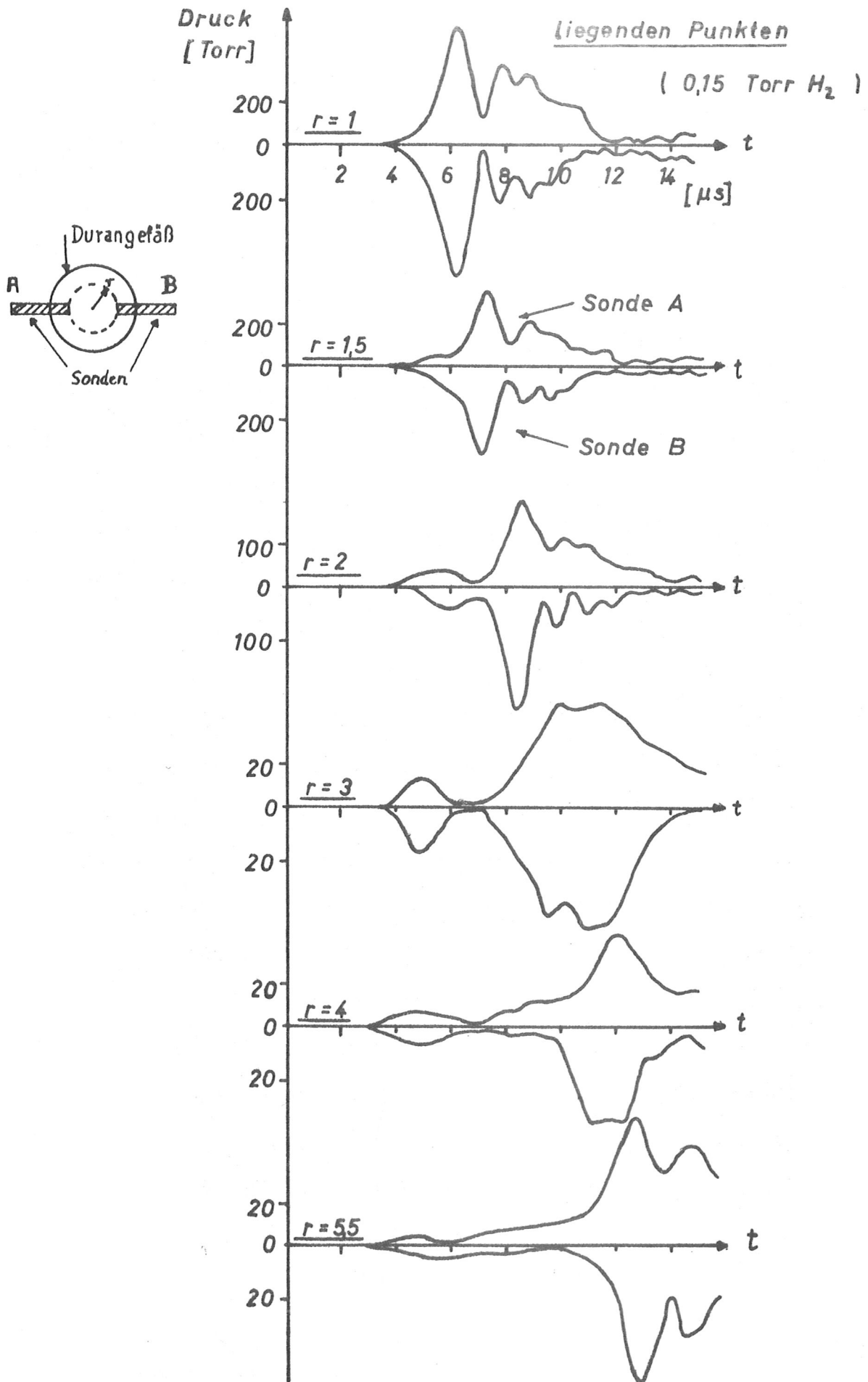
Die Möglichkeit, mit zwei Drucksonden gleichzeitig zu messen, wurde benutzt um zwei offene Fragen zu klären. Es sollte einmal entschieden werden, ob es sich bei der Expansion der Plasmasäule um einen symmetrischen Vorgang handelt, soweit sich das mit zwei Drucksonden feststellen läßt. Das zweite Problem betrifft die Trennung des gemessenen Druckes in thermischen Druck und Staudruck mit Hilfe einer axial und einer radial gerichteten Sonde, das heißt, es sollen die aus den Druckprofilen in Abbildung 11 und 12 gezogenen Folgerungen bestätigt werden.

Das erste Problem wurde mit zwei radial gerichteten Sonden bei gleichem Radius von der Achse (siehe Abbildung 13) untersucht. Die Messungen wurden mit H_2 bei einem Fülldruck von 0,15 Torr gemacht. Bei fast allen Entladungen verläuft der Druck bei gleichem Radius symmetrisch, wie aus den Oszillogrammen in Abbildung 13 hervorgeht. Die Deutung des ersten Druckmaximums für $r \geq 2$ cm ist noch ungeklärt. Nach

der Aufheizung des Plasmas im Zentrum des Gefäßes erfolgt eine heftige Expansion der Plasmasäule. Je weiter außen die Sonde sich befindet, desto später tritt der Staudruck des expandierenden Plasmas auf. Es ergeben sich Expansionsgeschwindigkeiten, die bei $1 \text{ cm}/\mu\text{s}$ liegen. In seltenen Fällen läßt sich auch eine unsymmetrische Expansion des Plasmas nachweisen (z.B. $r = 4 \text{ cm}$), offensichtlich ist dies eine Folge von früh einsetzenden Instabilitäten. Meistens erfolgt die Expansion aber symmetrisch. Ob in diesen Entladungen $m=0$ -Instabilitäten bei der Expansion auftreten, läßt sich nicht entscheiden.

Um eine Trennung des gemessenen Drucks in thermischen Druck und Staudruck durchführen zu können, kann man bei z-Pinch-Entladungen ohne äußeres Magnetfeld von der Annahme ausgehen, daß in z-Richtung keine gerichtete Bewegung des Plasmas erfolgt. Außerdem kann man isotropen Druck annehmen, wenn man von der Schwerpunktgeschwindigkeit jedes Volumenelementes absieht, da die Stoßfrequenz größer als die Gyrationfrequenz ist. Mit zwei zueinander senkrechten Sonden wurde gleichzeitig an einem Punkt gemessen. Die eine Sonde wurde benutzt, um den axialen Druck zu messen, der gleich dem thermischen Plasmapressur ist. Die radial gerichtete Sonde ergab angenähert die Summe aus dem doppelten Staudruck und dem thermischen Druck (siehe Abschnitt 2). Die Anordnung der Sonden war so, daß

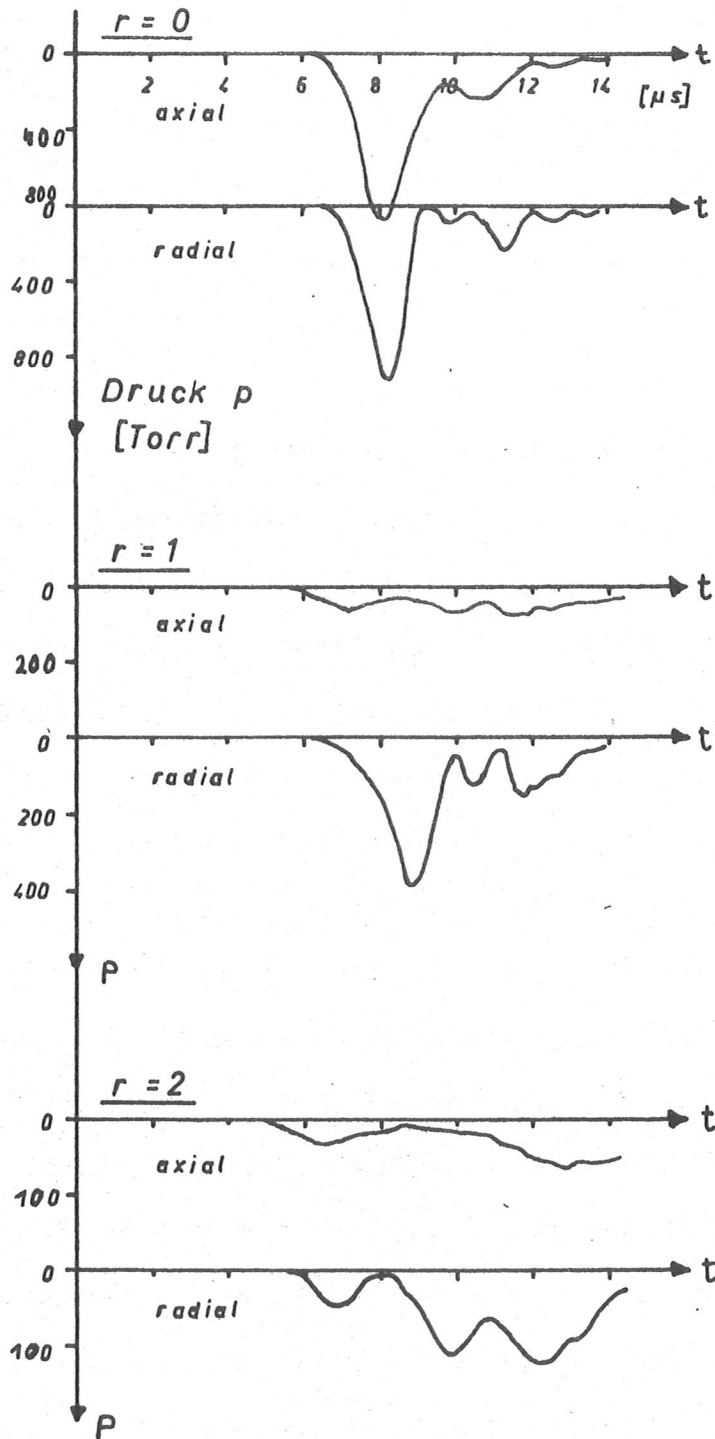
Abb.13 Verlauf des radialen Druckes an symmetrisch zur Achse



mit der "radialen" Sonde stets der nach außen gerichtete Druck gemessen wurde. In Abbildung 14 sind die Oszillogramme für den axialen und radialen Druck bei einem Anfangsdruck von 0,15 Torr H_2 angegeben. Leider können sie nicht quantitativ mit Abb. 11 und 12 verglichen werden, da bei diesen Messungen die Verunreinigungen im Plasma wesentlich stärker waren, was bereits an den höheren Drucken erkennbar ist. Ein quantitativer Vergleich ist aber sicher möglich.

Aus allen Messungen ergibt sich das folgende Bild vom Entladungsverlauf. Nach der Zündung beginnt am Gefäßrand die Kompression des Plasmas. Erst einige Mikrosekunden später steigt der Druck auch in der Achse an. Dort ist es (siehe Abb. 14 $r = 0$) zu jedem Zeitpunkt vor der maximalen Kompression in axialer und in radialer Richtung gleich groß. Daraus kann man schließen, daß das Plasma in der Achse keine gerichtete Bewegung besitzt. Außerhalb der Achse ist der nach außen gerichtete Druck ($p_{th} + 2 p_{st}$) größer als der thermische Druck (Abb. 14) obwohl in dieser Zeit eine Kompression des Plasmas nach innen erfolgt (Abb. 12). Er müßte kleiner als p_{th} sein, da der Staudruck von der Sonde gesehen ein negatives Vorzeichen bekommt, wenn er nach innen gerichtet ist. Für diese Erscheinung sind mehrere unterschiedliche Erklärungen möglich. Eine soll hier geschildert werden. Sie

Abb. 14 Axialer und radialer Druckverlauf



schließt sich an Ergebnisse der Messungen mit elektrischen Sonden von G. Hofmann (11) an derselben z-Pinchanlage an. Es kann nicht bewiesen werden, daß diese Erklärung wirklich

die richtige ist. Hofmann stellte fest, daß die Elektronendichte der Entladungssachse im Maximum noch um eine Größenordnung unter der Teilchendichte vor Beginn der Entladung lag. Die Temperaturabschätzung macht es sicher, daß sich bei der maximalen Kompression vollionisiertes Plasma in der Achse befindet. Demnach würden in der Zeit vor der maximalen Kompression Neutralteilchen aus der Achse abfließen. Für diese ist der magnetische Kolben durchlässig. Dieser Neutralteilchenstrom kann die Ursache, der oben geschilderten Ergebnisse sein. In der Zerlegung in Staudruck und thermischen Druck in Abb. 12 tritt er deshalb nicht auf, da das dort zu Grunde gelegte Modell ein Einkomponentenplasma (s. Kapitel 2) voraussetzt. Eine Bestätigung dieser Deutung kann man darin sehen, daß der radial nach außen gerichtete Druck zur Zeit der maximalen Kompression ein Minimum wird (Abb. 14, $r=2$), da zu dieser Zeit nach oben erwähnter Abschätzung, die Neutralteilchendichte in der Achse stark abgenommen haben muß. Während der maximalen Kompression ist das heiße Plasma auf einen Zylinder von 3 cm Durchmesser beschränkt. Die sich an die Kompression anschließende heftige Expansion ist zeitlich nicht genau reproduzierbar. Sie ist in den meisten Fällen symmetrisch zur Achse, das heißt, es treten höchstens $m=0$ -Instabilitäten auf. In dieser Expansionsphase zeigt der axiale Druck (= thermischer Druck) keine wesentliche Änderung. Am Ende dieser Phase 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 mehreren gleichzeitigen Drucksondenmessungen lassen sich diese Komponenten einzeln berechnen. Die Deutung der Drucksignale einer Sonde ist nur bei langsamen Plasmabewegungen, wo sich an der Sonde stationäre Verhältnisse eingestellt haben, in einfacher Weise möglich. Die Sonde stellt für das Plasma ein Hindernis 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 weitere Methode zur Druckmessung in einem Plasma existiert. 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.

Literatur

- (1) N.V.Filippow in Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions Vol. 3, S. 280 Pergamon Press New York 1959
- (2) W.Gohlke Einführung in die piezoelektrische Meßtechnik, Akademische Verlagsgesell. Leipzig 1959
- (3) A.W.de Silva Piezoelectric Probes in UCRL-8887 Quarterly Report Sept. 10, 1959
- (4) M.O.Stern und E.N.Dacus Piezoelectric Probes for Plasma Research Rev.Sci. Instr. 32, 140, 1961
- (5) M.Redwood Mechanical Waveguides Pergamon Press Oxford 1960
- (6) R.Skalak Longitudinal impact of a semi-infinite circular elastic bar J.appl.Mech.24, 59-64, 1957
- (7) Landau und Lifschitz Theory of Elasticity London 1959 Kap. 9
- (8) J.K.Wright Shock Tubes Methuen u. Co, London 1961
- (9) L.Spitzer jr. Physics of fully ionized Gases Interscience Publishers Inc. New York 1956
- (10) E.Fünfer und G.Lehner Plasmaphysik in Erg.ex.Nat.wiss 34, 1, 1962
- (11) G.Hofmann Elektrische Sondenmessungen in schnellen stromstarken Entladungen Z.f.Nat.for.18a, 309, 1963.

Anhang 1 Piezokeramiken

Natürliche Piezokristalle wie Quarz scheiden für die Verwendung in der Drucksonde aus, da ihre Eigenkapazität klein gegen die Streukapazität der elektrischen Schaltung ist. Dadurch werden die elektrischen Signale wesentlich kleiner als die unvermeidbaren Störungen. Es wurden folgende 2 Typen von Piezokeramiken benutzt.

Typ der Piezokeramik	PZT - 2	Rosalt S 1
Firma	Clevite Co., Intermetall Freiburg	Rosenthal Selb
d_{31}	$- 56 \cdot 10^{-12}$	$-40 \cdot 10^{-12}$ Cb/N
d_{33}	$136 \cdot 10^{-12}$	$130 \cdot 10^{-12}$ Cb/N
ϵ	450	900
d_{33}/ϵ	$0,30 \cdot 10^{-12}$	$0,14 \cdot 10^{-12}$ Cb/N

Anhang 2 Kathodenfolger

Die hochohmig abzuschließende Drucksonde wurde mit Hilfe eines Kathodenfolgers an das verwendete 120 Ω -Kabel angepaßt. Der Kathodenfolger (siehe Abbildung 5) wurde gegen Störungen abgeschirmt und mit Batterien betrieben.

Er besitzt folgende Eigenschaften:

linearer Aussteuerbereich	- 1V ... + 20 V
Verstärkung	0,76
Frequenzgang der Verstärkung	< 14 MHz konstant=0,76; keine Resonanzstellen bei 20 MHz auf 0,70 abgesunken
Impulsanstiegszeit	< $2 \cdot 10^{-8}$ s

Anhang 3 Elektrisches Frequenzverhalten der Drucksonde

Beim Aufbau der Sonde können durch Streukapazitäten und Streuinduktivitäten Resonanzstellen in dem für die Druckmessung benutzten Frequenzbereich bis etwa 10 MHz entstehen. Derartige Sonden sind für die Messungen ungeeignet, da sie den Druckverlauf verzerrt wiedergeben. Durch die Aufnahme von Resonanzkurven (Abb. 15) wurde sichergestellt, daß keine der verwendeten Drucksonden im fraglichen Frequenzbereich Resonanzstellen besitzt.

Anhang 4 Radialschwingungen der Keramikscheibe

Besitzt die piezokeramische Scheibe einen anderen akustischen Widerstand, wie die Druckleiterstäbe, zwischen denen sie eingeklemmt ist, ~~z.B.~~ kann sie zu Eigenschwingungen angeregt werden. Dicken- und Biegeschwingungen werden durch die mechanische Vorspannung so stark gedämpft, daß sie kaum auf-

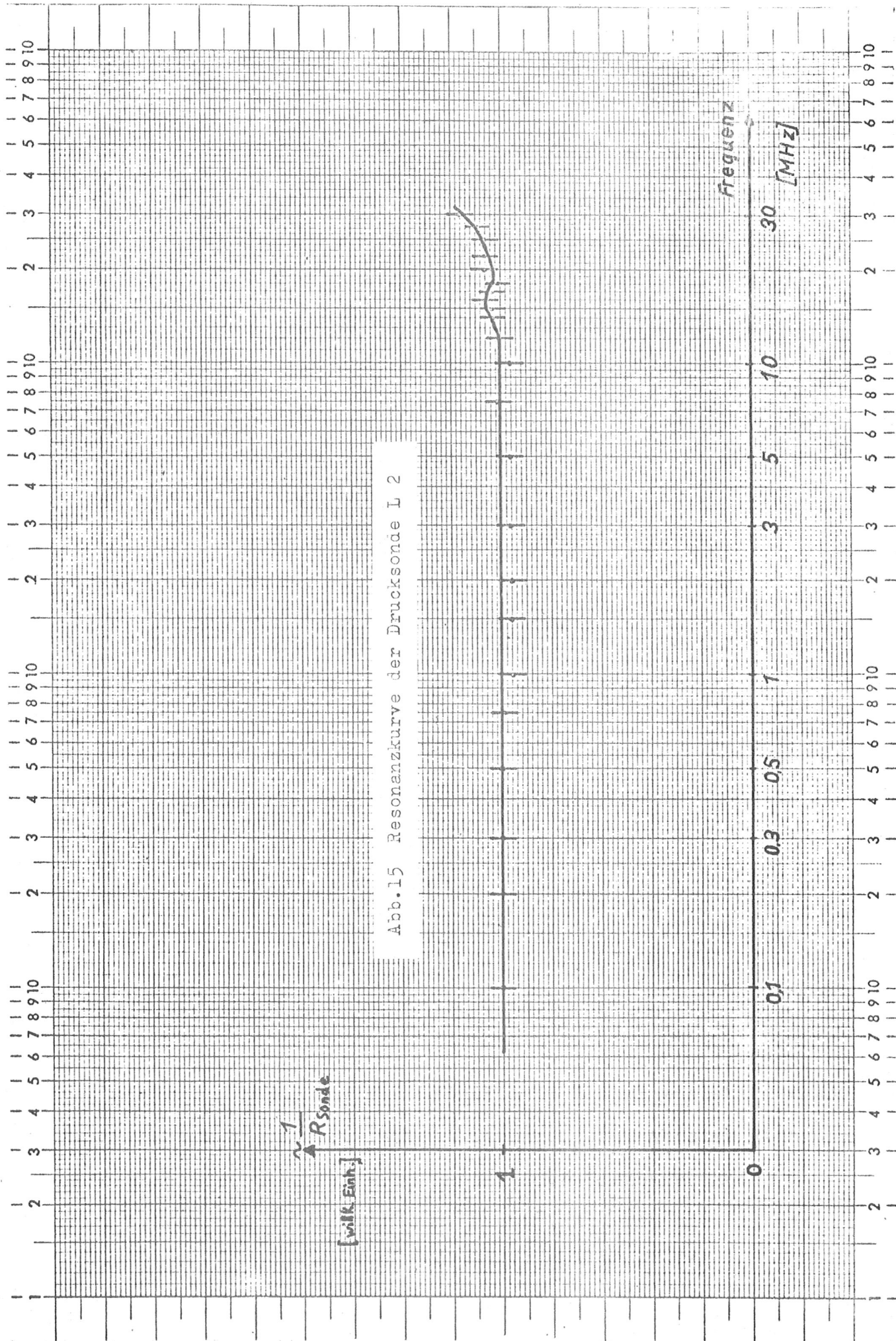


Abb. 15 Resonanzkurve der Drucksonde L 2

treten können. Erstere liegen bei den verwendeten Scheibendicken von 0,2 mm bei etwa 17 MHz (siehe z.B. Abbildung 15). Sie sind wesentlich höher in der Frequenz als die von den Druckleitern durchgelassenen Frequenzen. Radialschwingungen der Scheibe sind aber trotz der Vorspannung möglich. In der Gleichung (1) für den piezoelektrischen Effekt tritt ein Term auf, nach dem bei einer radialen Verschiebung U_r eine piezoelektrische Ladung entsteht. Daher soll zuerst untersucht werden, ob Verschiebungen U_r erzeugt werden, d.h. Radialschwingungen angeregt werden, wenn von außen eine mechanische Spannung τ_{zz} in z-Richtung (Koordinatensystem wie in Kapitel 1.1) auf die Scheibe wirkt.

Ausgehend vom Hookeschen Gesetz für einen isotropen elastischen Körper (siehe z.B. (5)) erhält man unter den gegebenen Randbedingungen für die Verschiebung U_r folgenden Ausdruck

$$U_r = - \frac{\tau_{zz}\sigma}{E} r \quad (19)$$

σ = Poissonverhältnis

E = Elastizitätsmodul

Bei einem Druck τ_{zz} auf die Stirnfläche der piezoelektrischen Keramikscheibe tritt eine Verschiebung U_r in radialer Richtung auf. Nach Gleichung (1) wird infolge der Piezokonstanten d_{31} eine Ladung auf den Elektroden erzeugt, wodurch die eigentliche Messung, die von dem longitudinalen Piezoeffekt

Gebrauch macht, gestört wird. Die Größe des Störsignals ergibt sich, da $|d_{31}| \approx \frac{1}{3} |d_{33}|$ und für die radiale Verschiebung gegenüber der axialen der Faktor $\sigma (\approx 0,3)$ auftritt, zu etwa 1/10 des eigentlichen Meßsignals. Das stimmt recht gut mit den Beobachtungen (siehe Abbildung 16) überein.

Durch den axialen Druck τ_{zz} wird die Scheibe im allgemeinen zu Radialschwingungen mit der Resonanzfrequenz angeregt. Die Resonanzfrequenz kann mit Hilfe der Bewegungsgleichungen für den elastischen Körper berechnet werden. Für die Verschiebung ergibt sich

$$U_r = C \cdot J_1(\alpha r) \cdot e^{i\omega t} \quad (20)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{\rho}{\lambda + 2\mu}} \cdot \omega$$

ρ = Dichte, λ und μ = elastische Konstanten,

C = Integrationskonstante, $J_1(\alpha r)$ = Besselfunktion.

Mit Hilfe der Randbedingungen erhält man eine Beziehung zwischen der Resonanzfrequenz ω_r (bzw. α_r) und dem Scheibradius R

$$\alpha_r R = \frac{2\mu}{\lambda + 2\mu} \frac{J_1(\alpha_r R)}{J_0(\alpha_r R)} \quad (21)$$

Daraus ergeben sich für die verwendeten Piezomaterialien folgende Resonanzfrequenzen $f_r = \frac{\omega_r}{2\pi}$ in MHz

Durchmesser mm	1	2	3	5
PZT - 2	2,7	1,4	0,9	0,5
Rosalt S 1	3,7	1,8	1,2	0,7

Die berechneten Eigenfrequenzen stimmen annähernd mit den bei den verschiedenen Drucksonden beobachteten überein. In Abb. 16 wurde die Stoßwelle einer Drahtexplosion als Testimpuls verwendet.

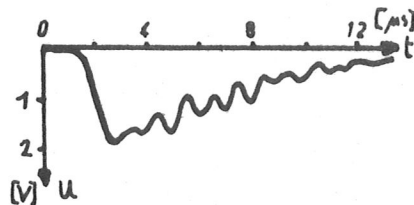


Abb. 16 Testimpuls mit radialen Resonanzschwingungen einer L2-Sonde (PZT-2)

Nach dem steilen Druckanstieg treten Radialschwingungen von etwa 1 MHz Frequenz auf. Dieser Wert stimmt ungefähr mit dem berechneten (1,4 MHz bei 2 mm \emptyset , PZT-2) überein. Diese Schwingungen sind durch den Aufbau der Druckleitersonde bedingt und lassen sich bei diesem Sondentyp nicht vermeiden.

Anhang 5 Laufzeitmessung

Diese Messungen mit einer Drucksonde mit Druckleiterstab sind nicht direkt mit anderen Plasmamessungen z.B. spektro-

skopischen Messungen vergleichbar. Um dies durchführen zu können, muß man die Laufzeit der elastischen Wellen im Druckleiter genau kennen. Eine mögliche Methode der Laufzeitbestimmung ist in Abbildung 17 angegeben.

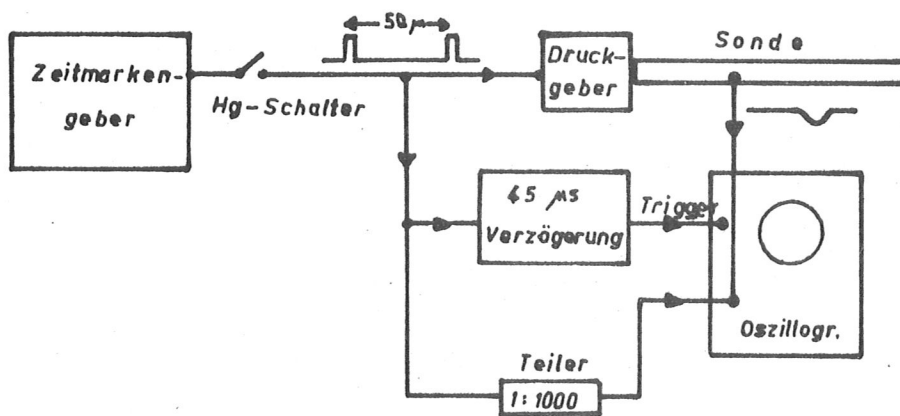


Abb. 17 Laufzeitbestimmung der Druckimpulse im Druckleiter

Der Quecksilberschalter gibt den Weg für die Zeitmarkensignale frei. Das erste Signal erzeugt in einer Piezokeramik (Druckgeber) auf der Stirnfläche der Sonde einen Druckimpuls. Es triggert außerdem nach $45 \mu\text{s}$ Verzögerung den Oszillographen. Das Sondensignal wird zugleich mit der $50 \mu\text{s}$ nach der ersten

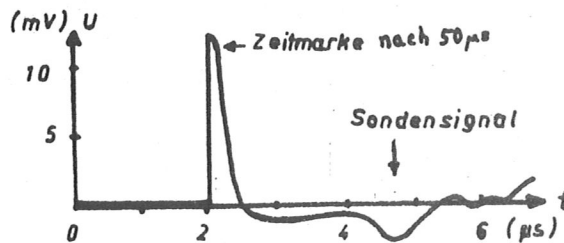


Abb. 18 Laufzeitmessung der Drucksonde

kommenden zweiten Zeitmarke auf den Oszillographen gegeben.

Bis zum Zeitmarkensignal in Abbildung 18 sind genau $50 \mu\text{s}$ vergangen ($\pm < 10^{-4}$). Der Abstand des Drucksignals von der Zeitmarke kann im Oszillogramm auf $\pm 3\%$ ($< 0,1 \mu\text{s}$) bestimmt werden. Der Hauptfehler kommt dann aus dem Anstieg des Sondensignals. In Abbildung 18 ergibt sich eine Laufzeit von $(52,6 \pm 0,3) \mu\text{s}$.

Anhang 6 Technologie der Grenzflächen im Druckleiter

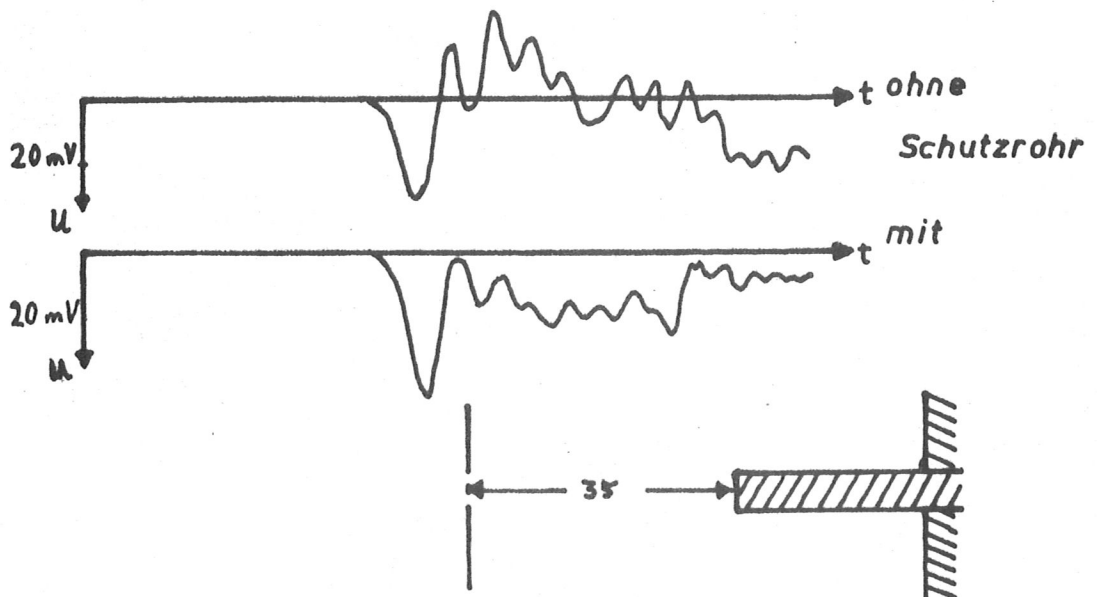
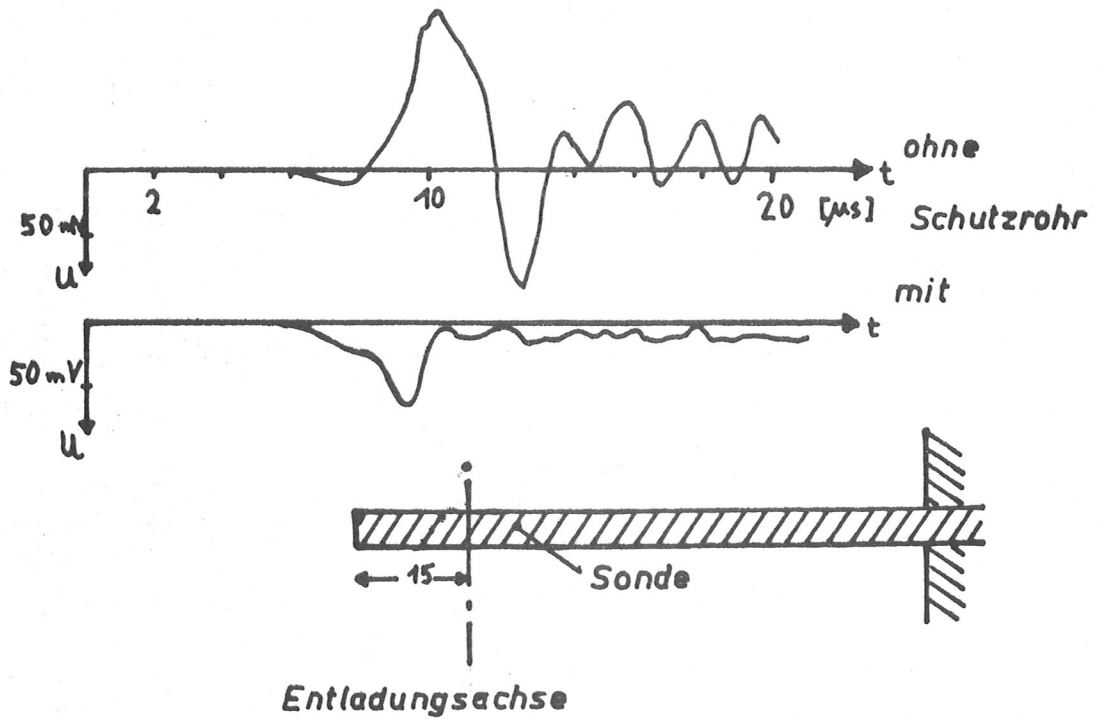
Für die Übergangsstellen vom Quarzstab zur Piezokeramik kann man zwei Forderungen aufstellen. Erstens soll möglichst wenig Energie an diesen Stellen reflektiert werden und zweitens sollen die elastischen Wellen durch die Randbedingungen an diesen Stellen möglichst wenig gestört werden. Die Energiereflexion wird durch die akustische Anpassung bestimmt; sie ist durch die Verwendung von Quarzstäben und Piezokeramiken festgelegt. Die Randbedingungen müssen durch Experimente so bestimmt werden, daß sie die Form der Druckimpulse nur wenig ändern. Ideal wäre der Fall, daß die Stirnflächen von Stab und Piezokeramik ohne Zwischenraum oder höchstens mit einem Zwischenraum von 5 \AA , der noch erlaubt wäre, wie Stern und Dacus (4) berechneten, aufeinanderliegen. Das ist aber kaum zu erreichen. Wenn man den Zwischenraum mit Araldit oder Woodschen Metall ausfüllt, ergibt sich eine Verformung der Testimpulse. Als günstigste Lösung stellte

sich schließlich heraus, den Zwischenraum mit Siliconfett auszufüllen und die Piezokeramik mit einer mechanischen Vorspannung von etwa 1 kp zwischen beide Quarzstäbe einzuspannen. Das erfordert aber wiederum eine gute Befestigung des vorderen Druckleiters, die die Vorspannung aufnehmen muß. Die geringste Verformung von Testimpulsen wurde bei einer Einkittung des Druckleiters mit Araldit am Kopf der Sonde erzielt. Einkittungen an anderer Stelle besonders in der Nähe der Piezokeramik führten zu stark verzerrten Wiedergaben der Testimpulse.

Anhang 7 Schutzrohr

Bei den Messungen im Plasma mußte über den vorderen Druckleiter ein Schutzrohr (Abbildung 5) gezogen werden, welches mechanisch getrennt vom Druckleitersystem am Sondengehäuse befestigt ist. Wenn kein Schutzrohr vorhanden ist, kann während der Entladung an irgendeiner Stelle des Halterohres für den Druckleiter eine lokale Störung zum Beispiel infolge der Erwärmung des Rohres an dieser Stelle auftreten. Diese Störung breitet sich als elastische Deformation längs des Halterohres aus. Am vorderen Ende der Sonde koppelt diese mechanische Spannung über die Kittstelle auf den Druckleiter über. Diese Störung hat die entgegengesetzte Richtung wie der von der Sonde gemessene Plasmadruck, sie erzeugt also ein Spannungssignal mit entgegengesetztem Vorzeichen. In Abbildung 19 sind

Abb.19 Einfluß des Schutzrohres auf die Druckimpulse



dafür zwei Beispiele angegeben. Das Signal für den Meßdruck geht nach unten, die Störung nach oben. Die Störungen bei einer Sonde ohne Schutzrohr sind so groß, besonders wenn sich die Sonde in der Nähe der Entladungsachse befindet, daß keine Druckmessungen mehr möglich sind. Durch das Schutzrohr werden derartige Störungen verhindert.

Anhang 8 Die Eichung der Drucksonde

Zur Eichung der Drucksonde wurde ein hydrodynamisches Stoßrohr (Abb. 20) mit folgenden Abmessungen benutzt:

Innendurchmesser: 5 cm, Kompressionkammerlänge: 40 cm

Expansionskammerlänge: 180 cm, Druck in der Expansions-

kammer: 1 ... 760 Torr Luft, Membran: Kupferfolie 0,01 ... 0,05mm.

Der Druck in der Kompressionskammer wird durch Einlassen von Druckluft solange erhöht, bis die Membran platzt und eine Stoßwelle in die Expansionskammer hineinläuft.

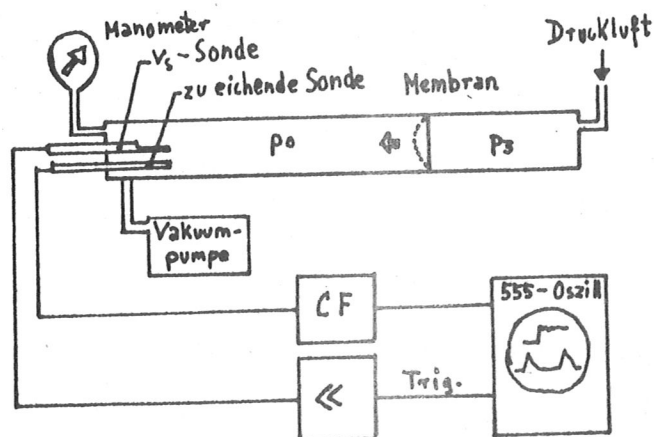


Abb.20 Aufbau des Stoßrohres

Die Geschwindigkeit der Stoßwelle wurde mit einer stufenförmigen piezoelektrischen Sonde (=V_S-Sonde, Abbildung 21) gemessen.

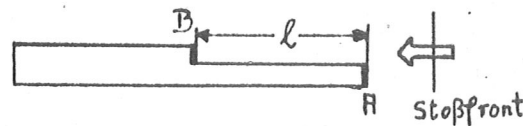


Abb.21 v_S-Sonde

An den Stellen A und B sitzen dünne Piezokeramikscheiben, die bei der Ankunft der Stoßwelle jeweils ein Signal abgeben (in Abb. 23 bei 0µs und 42µs). Die Machzahl berechnet sich aus der Laufzeit τ_e der Stoßwelle

$$M = \frac{l}{\tau_e \cdot c} \quad (22)$$

wobei c die Schallgeschwindigkeit in Luft ist. Unter der Voraussetzung, daß sich die Stoßwellengeschwindigkeit zwischen den beiden Meßpunkten A und B nicht ändert, kann die Machzahl auf ±3,5% genau bestimmt werden.

Am Stoßrohr erwartet man für den zeitlichen Verlauf des Druckes eine Sprungfunktion. Wenn die Drucksonde genau in der Rückwand der Expansionskammer sitzt, erhält man wirklich einen derartigen Verlauf (Abbildung 6). Falls die Sonde weiter in das Stoßrohr hineinragt (Abbildung 22) erhält man Signale, die sich zum Teil stark von einer Sprungfunktion unterscheiden. Man erkennt aber aus den Drucksignalen, daß die Sonde in jedem Fall zuerst als reflektierende Wand wirkt. Die Höhe des

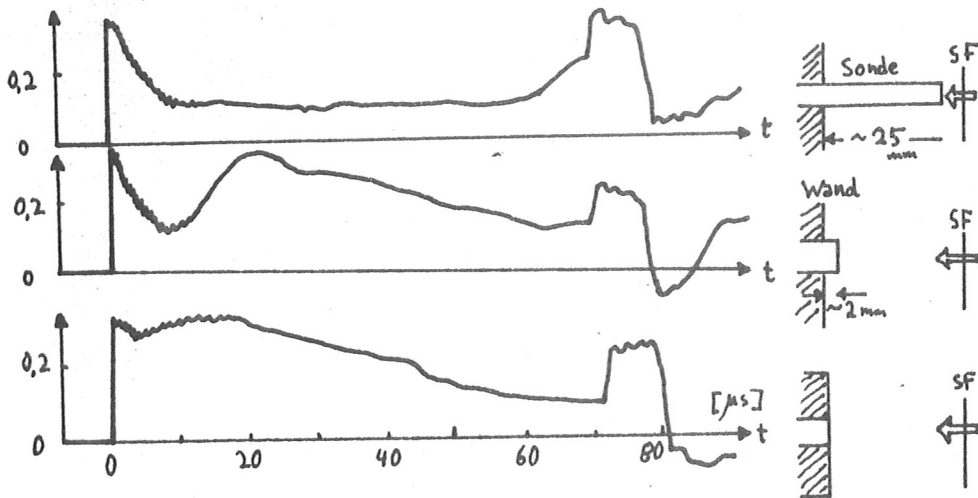


Abb.22 Von einer ebenen Stoßwelle erzeugter Druck auf einer Sonde bei verschiedenen Abständen von der Rückwand

ersten Anstiegs ist also proportional dem in Kap. 14 angegebenen Ausdruck $(p_2 - p_0)$ (Gleichung 13). Der weitere Verlauf des Drucksignales läßt sich aus den an der Sonde entstehenden Strömungsverhältnissen erklären.

Mit dem ersten Anstieg des Drucksignals kann man die Zeitauf- lösung der Sonde messen, wenn man voraussetzt, daß die An- stiegszeit der Stoßfront klein gegen die Eigenanstiegszeit der Sonde ist. Ergebnisse für verschiedene Sonden sind in Abbildung 3 eingezeichnet.

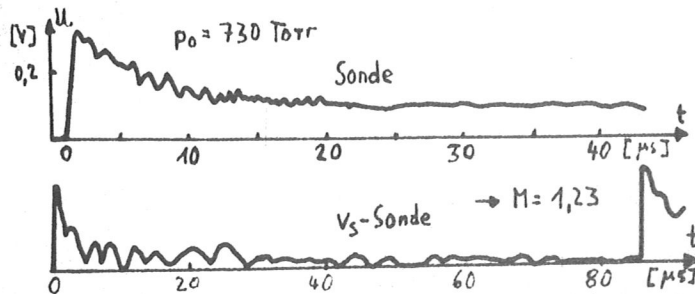


Abb.23 Eichung einer Drucksonde . Oben: Signal der Drucksonde. Unten: Bestimmung der Machzahl mit der v_s - Sonde.

Bei der Eichung werden die Signale der Drucksonde und der v_s -Sonde gleichzeitig aufgenommen. (Abb. 23). Aus dem Signal

der V_s -Sonde ergibt sich die Machzahl M , welche zusammen mit dem Anfangsdruck p_0 die Berechnung von $(p_2 - p_0)$ ermöglicht. Die Eichkurve (z.B. Abb. 7) für die Drucksonde erhält man aus mehreren Stoßwellenmessungen.

Anhang 9 Daten zur Z-Pinch-Anlage

Die benutzte Entladung wurde bereits von Hofmann (11) beschrieben. Es handelt sich um einen z-Pinch mit koaxialem Rückleiter. Er hat folgende Daten:

Entladungsgefäß: 40 cm Länge, 11,6 cm Innendurchmesser

Ladekondensator: 7,7 μF

Ladespannung: 18 kV

Energieinhalt: 1,25 kJ

Gesamtinduktivität: 2 μH

Entladungsfrequenz: 40 kHz

Max. Strom: 35 kA

$(dI/dt)_{t=0}$: $9 \cdot 10^9$ A/s

Füllgas: Wasserstoff ($1,5 \cdot 10^{-1}$ Torr und $0,8 \cdot 10^{-1}$ Torr)

Nach jeder Entladung wurde das Gefäß auf $<10^{-4}$ Torr evakuiert.