

Sondenmessungen der radialen Verteilungen von  
Potential, elektrischer Feldstärke und Strom-  
dichte im Wasserstofflichtbogen mit starkem  
überlagertem Magnetfeld

Probe Measurements of the Radial Distributions  
of Potential, Electric Field, and Current Den-  
sity in a Hydrogen Arc with an Axial Magnetic  
Field

R. Schwenn

IPP 3/103

Dezember 1969

**I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K**  
**G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N**



# INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Sondenmessungen der radialen Verteilungen von Potential, elektrischer Feldstärke und Stromdichte im Wasserstofflichtbogen mit starkem überlagertem Magnetfeld

Probe Measurements of the Radial Distributions of Potential, Electric Field, and Current Density in a Hydrogen Arc with an Axial Magnetic Field

R. Schwenn

IPP 3/103

Dezember 1969

*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.*

ABSTRACT

The radial distributions of potential, electric field and electric current density in a stationary hydrogen arc with axial magnetic field were measured. This was done by shooting various potential probes or induction coil probes across the arc.

A temperature profile in good agreement with those of other experimental methods was derived from current density and field strength measurements.

The experiments showed that outside the magnetic flux tube defined by the cathode radius the axial electric field strength  $E_z$  strongly decreases and tends to zero. This confirms the theory predicting that the radius of an arc in an axial magnetic field is essentially governed by the electrodes, and not by the wall radius of the discharge vessel. Rotation of the arc also has a strong influence on the distribution of  $E_z$ . This was particularly obvious in a fast rotating arc with hollow anode. Here  $E_z$  almost vanishes even on the axis and attains its maximum at about the radius of the cathode. This results in a distinctly tube-like current density distribution which was measured direct with the coil probes.

From the measurements of electric current density and field strength it is possible to determine the ohmic heat input to the arc. This is much larger than the energy that can be lost radially as a result of thermal conduction according to the measured temperature profile and the thermal conductivity known from theory. Radial mass flow directed outwards may be the cause. Allowing in the calculations for even relatively slow flows ( $v_r < 10^4$  cm/sec) yields good agreement with the measured distributions.

# INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
<u>I. EINFÜHRUNG</u> .....	1
<u>II. EXPERIMENTE</u> .....	2
1. <u>Der Versuchsaufbau</u> .....	2
2. <u>Messung der Verteilung der elektrischen Stromdichte</u> .....	4
2.1. Aufbau der Spulensonden .....	5
2.2. Die Verteilung der axialen elektrischen Stromdichte $j_z$ .....	6
2.3. Die Verteilung der azimutalen elektrischen Stromdichte $j_\varphi$ .....	9
3. <u>Messung der Verteilungen von Potential und elektrischer Feldstärke</u> .....	12
3.1. Die Potentialverteilung .....	12
3.2. Die Verteilung der axialen und radialen elektrischen Feldstärke .....	16
4. <u>Oszillationen im Bogen</u> .....	24
<u>III. DISKUSSION DER ERGEBNISSE</u> .....	26
<u>IV. SCHLUSS</u> .....	36
<u>LITERATUR</u> .....	37



## I. EINFÜHRUNG

Die vorliegende Arbeit berichtet über Sondenmessungen an einem Hochstromlichtbogen in Wasserstoff, dem ein starkes axiales Magnetfeld überlagert ist. Mit ähnlichen Lichtbögen (Strom  $\approx$  2000 A, Magnetfeld  $B_z$  10 - 40 kG, Druck 1 - 10 Torr, Länge 10 - 40 cm) wurden stationär schon Temperaturen bis 150 000 °K erreicht /1,2/. Diese hohen Temperaturen entstehen, weil die geladenen Teilchen durch das axiale Magnetfeld bei ihrer radialen Bewegung behindert werden, was zu einer starken Reduktion der radialen Wärmeverluste führt /3-5/.

Bei den Experimenten zeigte sich stets, dass der Radius eines solchen Bogens erheblich kleiner als der des ihn umgebenden Gefäßes und auch unabhängig davon ist. Keine Erklärung dafür liefert die bekannte Theorie für wandstabilisierte, zylindersymmetrische (d.h. unendlich lange) Bögen, denn dabei geht als wesentlicher Randwert stets der Gefäßradius bzw. die Temperatur bei diesem Radius ein. Allerdings ergeben Berechnungen nach dieser Theorie gute Übereinstimmung mit den gemessenen Temperaturprofilen, wenn für den Gefäßradius der optisch bestimmte "Bogenradius" eingesetzt wird /6,1/. Die Frage, wovon nun dieser Radius abhängt, blieb offen.

Die entscheidende Rolle spielt offenbar das axiale Magnetfeld. Es behindert die radiale Bewegung der Ladungsträger, nicht aber die axiale. Ein Maß für diese Anisotropie des Plasmas ist der Hallparameter  $\omega\tau$ , der angibt, wie oft ein Teilchen zwischen zwei Stößen im Mittel um eine Feldlinie gyriert. Bei grossen Werten von  $\omega\tau$  können sich die Teilchen entlang der Feldlinien nahezu unbehindert zwischen Anode und Kathode bewegen. Der Bogenstrom wird dann im wesentlichen auf eine magnetische Flussröhre mit dem Radius der Elektroden beschränkt sein. Der Wert von  $\omega\tau$  bestimmt, wie viele Teilchen sich infolge von Stößen von der Feldlinie, um die sie anfänglich gyrierten, entfernen und z.B. diese Flussröhre verlassen bzw. wieder hineinkommen können. Deshalb wird man erwarten, dass der Durchmesser eines Bogens im axialen Magnetfeld vor allem von  $\omega\tau$ , der Bogenlänge und den Elektrodenradien abhängt.

Diese qualitative Überlegung wird durch die Berechnungen von Raeder und Wirtz /7,8/ voll bestätigt. Darin wurde für einen Bogen endlicher Länge und mit Elektroden endlichen Durchmessers ohne Annahmen über einen "Bogenradius" die Potentialgleichung und die Energiebilanz mit numerischen Verfahren simultan gelöst. Daraus ergaben sich die Verteilungen von Potential, elektrischem Feld, Stromdichte und Temperatur im ganzen Bogen. Ein wichtiges Ergebnis war, dass das axiale elektrische Feld  $E_z$  ausserhalb der Elektrodenflussröhre stark abnehmen und gegen Null gehen muss (im Gegensatz dazu fordert die Annahme von Zylindersymmetrie, dass  $E_z = \text{const}$ ). Auf den radialen Verlauf von  $E_z$  sollte auch eine Rotation des Plasmas starken Einfluss haben.

Bei den bisher durchgeführten Experimenten /1,2/ wurden in der Regel mit spektroskopischen Methoden Temperaturprofile und von Mahn, Ringler, Zankl /1/ mit Sonden die radiale Potentialverteilung gemessen. Über den radialen Verlauf von axialer elektrischer Feldstärke und Stromdichte ist jedoch noch nichts bekannt. Zur Klärung dieser Zusammenhänge sollten die im folgenden beschriebenen Experimente beitragen.

## II. EXPERIMENTE

### II.1 Der Versuchsaufbau

Der experimentelle Aufbau gleicht im wesentlichen dem von Mahn, Ringler und Zankl /1/ bzw. Döbele /9/ beschriebenen. Die Abb. 1 zeigt eine Fotografie der hier verwendeten Apparatur.

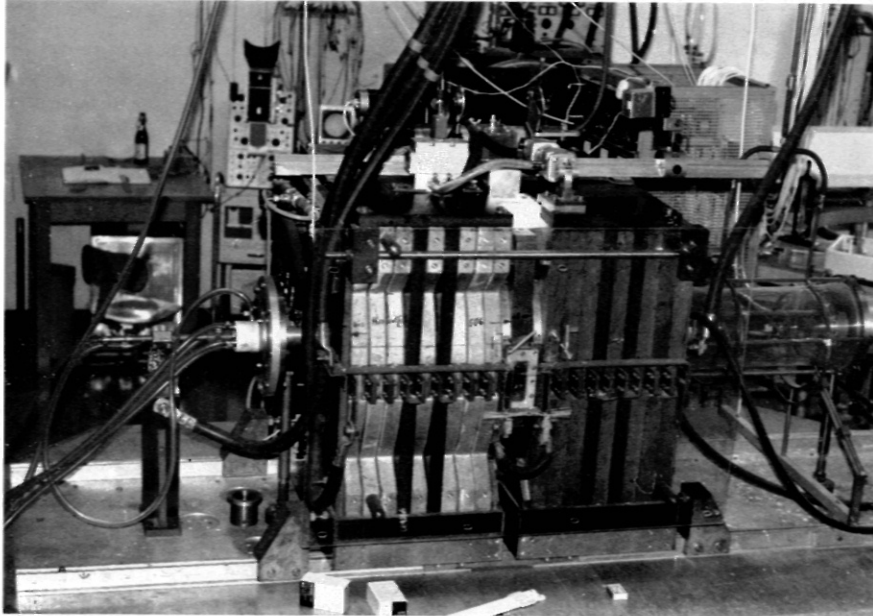


Abb. 1 Gesamtbild der Versuchsanordnung

Einen Querschnitt durch die Anlage gibt die Abb. 2, wobei die wichtigen Teile maßstabsgetreu dargestellt sind:

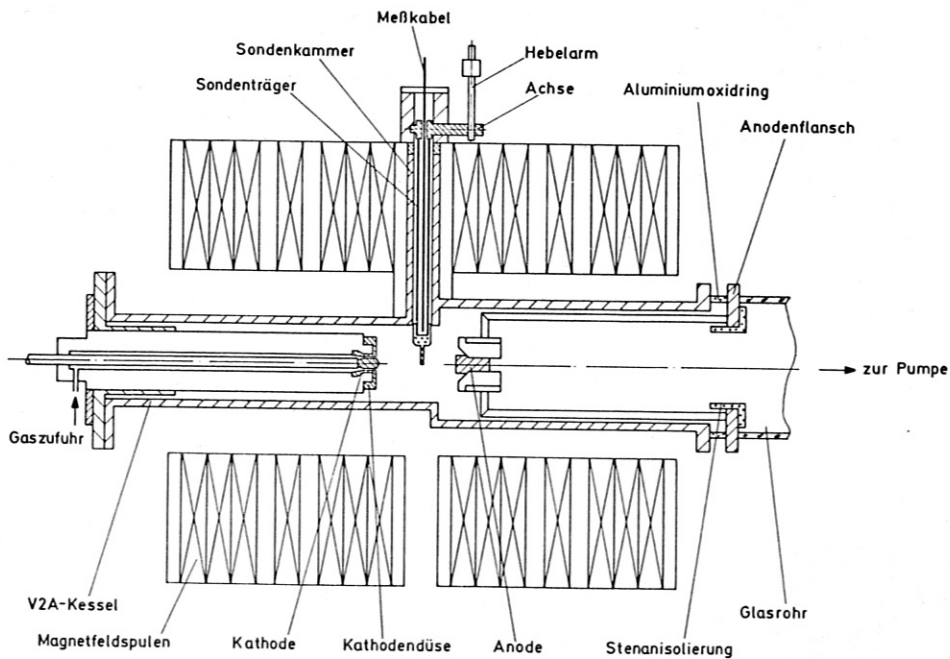


Abb. 2 Querschnitt durch die verwendete Apparatur



Der Lichtbogen brennt in reinem Wasserstoff in einem vakuumdichten V2A-Kessel bei einem Aussen-  
druck von  $10^4 \text{ dyn/cm}^2$ . Grosse, über den Kessel geschobene Magnetfeldspulen produzieren bei einem  
Strom von 1400 A ein axiales, im Bogenbereich weitgehend homogenes Magnetfeld von 10 kG. Die  
4 cm lange Wolfram-Kathode ist von einer Kupferdüse umgeben, die ein Zurücklaufen des Bogens  
verhindert. Hier strömt ständig neues Gas ein (ca.  $10 \text{ nm}^3/\text{h}$ ), das hinter der Anode wieder ab-  
gesaugt wird. Dadurch wird das Gas sauber gehalten. Die massive Wolfram-Anode kann sowohl  
alleine als auch zusammen mit der Halterung herausgeschraubt werden. Alle diese Teile sind  
wassergekühlt. Beide Elektroden und die Kathodendüse waren mit wenigen Handgriffen leicht aus-  
zuwechseln. So konnten wir unter reproduzierbaren Bedingungen Bögen mit verschiedenen Elektro-  
denanordnungen untersuchen.

Die meisten Messungen erfolgten an einem 13,5 cm langen Bogen mit einer Kathode, die einen  
Radius  $r_K = 1 \text{ cm}$  hatte und einer Anode von 1,5 cm Radius. (Dieser Bogen wird im Folgenden der  
Kürze halber als "Normalbogen" bezeichnet.) Daneben wurde am Bogen mit der von Döbele /9/ ver-  
wendeten Hohlanode (Innenradius 1,25 cm) gemessen. Im Fall der massiven Anode wurden auch  
Kathoden mit  $r_K = 0,75 \text{ cm}$  und 1,15 cm verwendet. Der Bogenstrom betrug in allen Versuchen  
1800 A.

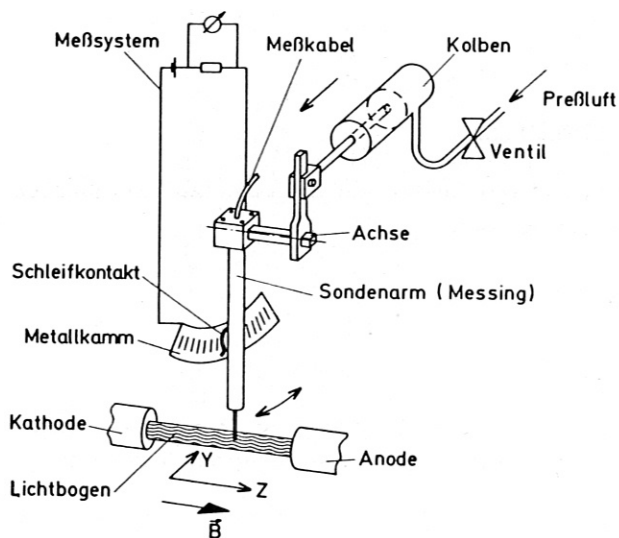


Abb. 3 Die Sondenmessvorrichtung

Zwischen den Spulenpaketen ist eine 5 cm  
breite hohle Kammer (3,2 cm lichte Weite)  
eingeschoben. Darin hängt an einer Achse ein  
Messingrohr, das am unteren Ende eine Mess-  
sonde trägt. Durch einen von Pressluft ange-  
triebenen Kolben wird die Achse sehr schnell  
um ca.  $30^\circ$  vorwärts bzw. rückwärts gedreht,  
wodurch die Sonde quer durch den Bogen ge-  
schlagen wird (Abb. 3). Die Sondenhöhe wird  
dabei so eingestellt, dass die Spitze ge-  
rade die Bogenachse durchquert. Ein Schleif-  
kontaktsystem erlaubt die genaue Bestimmung  
von Lage und Geschwindigkeit der Sonde. Mit  
dieser Vorrichtung wurden im Bereich der  
Bogenachse nahezu konstante Sondengeschwin-  
digkeiten um 10 m/sec erreicht.

Die Abb. 4 zeigt einige der verwendeten Sonden. Sie werden im Zusammenhang mit den jeweiligen  
Messungen eingehend beschrieben.

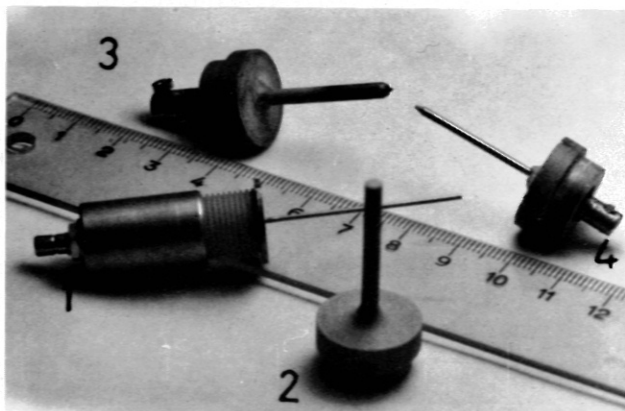


Abb. 4 Einige der verwendeten Meßsonden

1. Spulensonde
2. Keramikhülse für die Spulensonde
3. Potentialsonde (Punktsonde)
4. Potentialsonde (Drahtsonde)

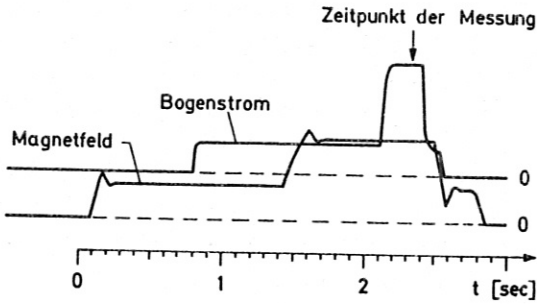


Abb. 5 Oszillogramm eines Versuchsablaufs

Der zeitliche Ablauf eines Experiments war stets wie folgt (Abb. 5): In dem zunächst auf ca.  $10^3 \text{ dyn/cm}^2$  abgepumpten Kessel wird zuerst ein axiales Magnetfeld von 4 kG angelegt und nach 0,7 sec ein Bogen mit einer Stromstärke von 500 A gezündet, sowie gleichzeitig die erforderliche Menge Wasserstoff eingelassen. 0,6 sec später wird das Magnetfeld und nach weiteren 0,7 sec der Bogenstrom auf ihren endgültigen Wert von 10 kG bzw. 1800 A hochgeregelt. Nach 0,2 sec Brenndauer erfolgt die Messung, und gleich danach wird der Bogen stufenweise wieder abgeschaltet. Der ganze Ablauf wird von einem elektronischen Zeitgeber

vollautomatisch und reproduzierbar gesteuert. Die Zeitabstände sind so gewählt, dass sich in jeder Phase stationäre Bedingungen einstellen, dass aber die eigentliche Brennzeit möglichst kurz bleibt, um die Apparatur - vor allem die Elektroden - zu schonen. In der Regel mussten die Elektroden nach ca. 100 Versuchen erneuert werden.

## II.2. Messung der Verteilung der elektrischen Stromdichte

Die Verteilung der elektrischen Stromdichte im Lichtbogen wurde aus der mit ihr verknüpften Magnetfeldverteilung mit Hilfe von Induktionsspulensonden gemessen.

Nach dem Induktionsgesetz ist die in einer Spule erzeugte Spannung

$$U_i = 10^{-8} \cdot n \vec{F} \cdot \frac{d\vec{B}}{dt} \quad (1)$$

Man erhält  $U_i$  in Volt, wenn die Windungsfläche  $n\vec{F}$  in  $\text{cm}^2$  und die Änderung des Magnetfeldes  $d\vec{B}/dt$  in Gauss/sec eingesetzt wird. Die Feldänderung im mit der Sonde bewegten System ist

$$\frac{d\vec{B}}{dt} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{B} \quad (2)$$

Der erste Anteil entspricht einer zeitlichen Feldänderung im Laborsystem und verschwindet im Fall von Stationarität; der zweite rührt her von einem räumlichen Magnetfeldgradienten, wenn die Spule sich mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  bewegt. Somit kann bei bekannter Sondengeschwindigkeit  $\vec{v}$  aus dem zeitlichen Verlauf der Induktionsspannung die Verteilung einer Komponente des Magnetfeldes entlang der Sondenbahn gewonnen werden. Daraus erhält man mit der Maxwell'schen Gleichung

$$\text{rot } \vec{B} = \mu \vec{j} \quad (3)$$

(der Verschiebungsstrom kann hier vernachlässigt werden) die Verteilung der elektrischen Stromdichte.

In Zylinderkoordinaten lauten die Komponenten von Gl.(3):

$$\mu j_r = \frac{\partial B_\varphi}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial B_z}{\partial \varphi} \quad (4a)$$

$$\mu j_\varphi = \frac{\partial B_z}{\partial r} - \frac{\partial B_r}{\partial z} \quad (4b)$$

$$\mu j_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi) - \frac{1}{r} \frac{\partial B_r}{\partial \varphi} \quad (4c)$$



Im Fall von Rotationssymmetrie - wie sie hier vorliegt - verschwinden die Terme mit  $\frac{\partial}{\partial \varphi}$  in den Gln.(4a) und (4c). Bei Zylindersymmetrie (d.h.  $\frac{\partial}{\partial z} = 0$ ) werden wegen  $\text{div } \vec{B} = 0$  und  $\text{div } \vec{j} = 0$  auch  $B_r$  und  $j_r$  selbst zu Null. Der hier untersuchte Bogen ist zwar nur 13,5 cm lang; jedoch findet man, dass auch dann  $j_r$  und  $\frac{\partial B_r}{\partial z}$  sowie  $B_r$  sehr klein gegen  $j_z$  und  $j_\varphi$  bzw.  $B_z$  und  $B_\varphi$  sind. Zur Bestimmung von  $j_z$  und  $j_\varphi$  muss also nach Gl.(4b) und (4c) nur die radiale Abhängigkeit von  $B_\varphi$  und  $B_z$  gemessen werden.

### II.2.1. Aufbau der Spulensonden

Die Abb. 6 zeigt maßstabgetreu den Aufbau einer der verwendeten Spulensonden:

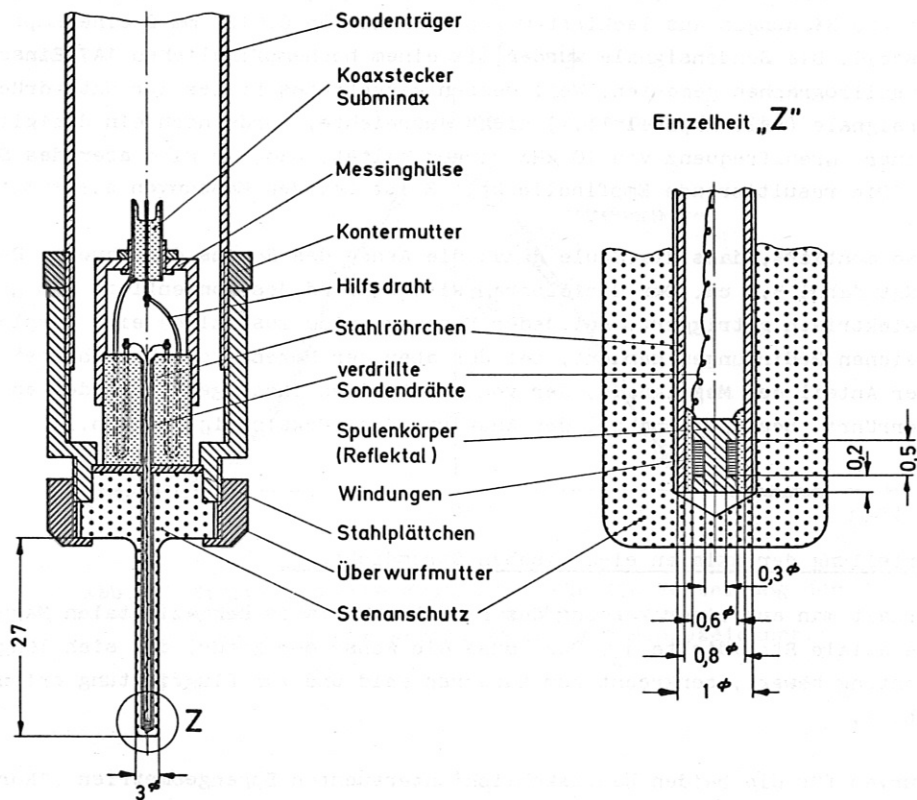


Abb. 6 Aufbau einer Spulensonde

Der Spulenkörper besteht aus Reflektal (Reinstaluminium), das nach dem Drehen noch elektro- poliert und eloxiert wurde. Darauf wurden unter dem Mikroskop in acht Lagen etwa 170 Windungen aus einem lackierten Kupferdraht von 0,02 mm  $\varnothing$  gewickelt. Die Schräglagen der einzelnen Windungen kompensieren sich in jeweils aufeinander folgenden Lagen, so dass die gesamte Windungs- fläche - sie beträgt ca. 0,3 cm<sup>2</sup> - auf der geometrischen Spulenchse genau senkrecht steht. Diese Spule ist in der Spitze eines V2A-Röhrchens von 1 mm  $\varnothing$ , das zur Abschirmung elektro- statischer Störungen dient, mit Araldit vergossen. Ein an das Röhrchen gelöteter Stahlsteller wird zusammen mit der über die Sonde gestülpten Schutzhülse aus Stenan<sup>+) in einer Halterung verschraubt, die über ein weiteres Schraubsystem (zur Höhenverstellung) am Sondenarm hängt. Die Sondenzuführungen werden verdreht durch das V2A-Rohr herausgeführt und an zwei dickere Hilfsdrähte gelötet. Diese Drähte stecken U-förmig in einem auf den Teller geklebten Trovidur-</sup>

<sup>+) Stenan (oder auch Agalmatolid) ist ein keramischer Werkstoff, der in weichem Zustand bearbeitet und dann bei 1600 °K ausgehärtet wird.</sup>

stück und sind am anderen Ende mit einem Koaxialstecker (Subminax Amphenol) verlötet. Dadurch ist die Übergangsstelle vom Koaxsystem auf die äusserst empfindlichen Spulendrähte aufgetrennt, was die Handhabung einer Sonde erheblich vereinfacht. Der Koaxstecker ist über eine Messinghülse mit dem Trovidurstück verbunden, so dass das ganze System von der Messspule bis zum Stecker ein starres Ganzes ist, das leicht ausgewechselt werden kann (Abb. 4). Dieses System ist weitgehend schwingungsfrei, abgesehen von den frei im Stahlröhrchen aufgehängten verdrehten Zuführungen. Es hält den grossen thermischen und mechanischen Belastungen ausgezeichnet stand; erst nach vielen Messungen sind geringfügige Brennsuren an der Stenanhülse zu erkennen.

Die Sonden wurden in einem homogenen Eichmagnetfeld bei Frequenzen von 10 Hz bis 20 kHz geeicht. Dabei zeigte sich - infolge von diamagnetischen Wirbelströmen im Abschirmrohr und dem Spulenkern - eine Veränderung der Empfindlichkeit bei Frequenzen von mehr als 5 kHz. Auf die niederfrequenten Messsignale hat dieser Frequenzgang keinen Einfluss mehr. Eine Spule der beschriebenen Art hat - entsprechend der jeweiligen Windungszahl - eine Empfindlichkeit von etwa  $3 \cdot 10^{-9}$  Vsec/G. In einem Magnetfeldgradienten von 100 G/cm erhält man damit bei einer Sondengeschwindigkeit von 10 m/sec ein Signal von 300  $\mu$ V. Die beste verwendete Spule hatte bei gleichen Abmessungen mit 400 Windungen aus lackiertem Kupferdraht von 0,0127 mm  $\varnothing$  eine Empfindlichkeit von  $6,4 \cdot 10^{-9}$  Vsec/G. Die Sondersignale wurden mit einem hochempfindlichen 1A7 Einschub in einem Tektronix 555 Oszillographen gemessen. Weil dessen eingebautes Filter zur Unterdrückung hochfrequenter Störsignale (vgl. Kapitel II.4) nicht ausreichte, wurde noch ein dreigliedriger L-C Tiefpass mit einer Grenzfrequenz von 10 kHz vorgeschaltet. Dadurch wird aber das Signal um 35 % gedämpft. (Die resultierende Empfindlichkeit E ist bei den Messungen stets mit angegeben.)

Die Sonde ist so montiert, dass die Spule genau die Achse des Bogens durchquert. Der Abstand zur Anode beträgt dabei 5,7 cm. Der Oszillograph wird während des Sondenflugs zum geeigneten Zeitpunkt fotoelektrisch getriggert. Bei jeder Messung wurde zusätzlich eine Vergleichsmessung unter genau gleichen Bedingungen gemacht, bei der aber der Bogenstrom abgeschaltet blieb. Dadurch konnte der Anteil des Messsignals, der von eventuellen Inhomogenitäten des angelegten Magnetfeldes herrührt, bestimmt und bei der Auswertung berücksichtigt werden.

### II.2.2. Die Verteilung der axialen elektrischen Stromdichte $j_z$

Nach Gl.(4c) erhält man aus einer Messung des radialen Verlaufs der azimutalen Magnetfeldkomponente  $B_\varphi$  die axiale Stromdichte  $j_z$ . Dazu muss die Achse der Sonde, die sich längs eines Radius in y-Richtung bewegt, senkrecht zum äusseren Feld und zur Flugrichtung orientiert sein, wie z.B. in Abb. 6.

Typische Messkurven für die beiden hauptsächlich untersuchten Bogengeometrien ("Normalbogen", d.h.  $r_K = 1$  cm, volle Anode, bzw. Bogen mit hohler Anode) zeigen die Abb. 7 und 8 zusammen mit der ohne Bogen aufgenommenen Nulllinie.

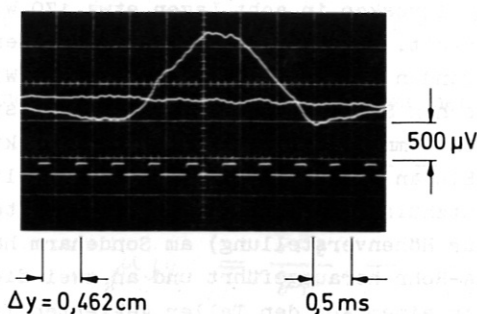


Abb. 7 Spulensondenmessung für  $dB_\varphi / dt$  im Normalbogen.  
 $E = 1,81 \cdot 10^{-9}$  Vsec/G.

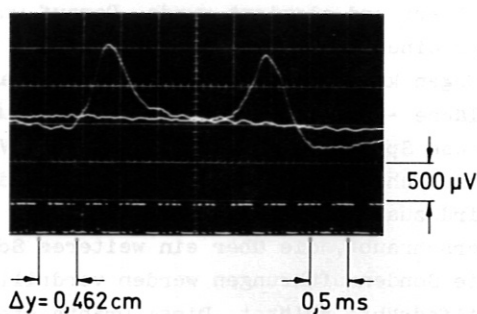


Abb. 8 Spulensondenmessung für  $dB_\varphi / dt$  im Bogen mit hohler Anode.  
 $E = 1,68 \cdot 10^{-9}$  Vsec/G.



Das Zahnmuster in beiden Bildern stammt vom Kontakt am Sondenarm, der über den Metallkamm schleift (Abb. 3). Dem Abstand zwischen zwei Zähnen entspricht eine Bewegung der Sondenspitze um 0,462 cm.

Der krasse Unterschied zwischen den Abb. 7 und 8 fällt sofort auf. Er wird bei Betrachtung der Auswertungen in den Abb. 9 und 10 noch deutlicher. Im Normalbogen findet man eine annähernd glockenförmige Stromdichteverteilung. Auf der Achse beträgt die Stromdichte etwa  $900 \text{ A/cm}^2$ , bei  $y = \pm 1 \text{ cm}$  (Kathodenradius) nur noch 20 % davon. Mit hohler Anode jedoch ist die Verteilung der Stromdichte rohrförmig. Sie erreicht ihr Maximum von  $550 \text{ A/cm}^2$  bei  $y \approx \pm 1,1 \text{ cm}$  und fällt nach innen und aussen stark ab. Bei  $y = 0$  beträgt  $j_z$  höchstens  $30 \text{ A/cm}^2$ . Nur 10 % des Gesamtstroms von 1800 A fließen innerhalb einer Flussröhre mit einem Radius von 0,8 cm, im Gegensatz zu 70 % bei voller Anode. Bei  $r = 1 \text{ cm}$  sind es 40 % bzw. 86 %. Ubrigens zeigt die Kathode nach einigen Experimenten mit hohler Anode deutliche Brennschmelzen am Rand, was darauf hindeutet, dass der Strom schon ringförmig an der Kathode ansetzt.

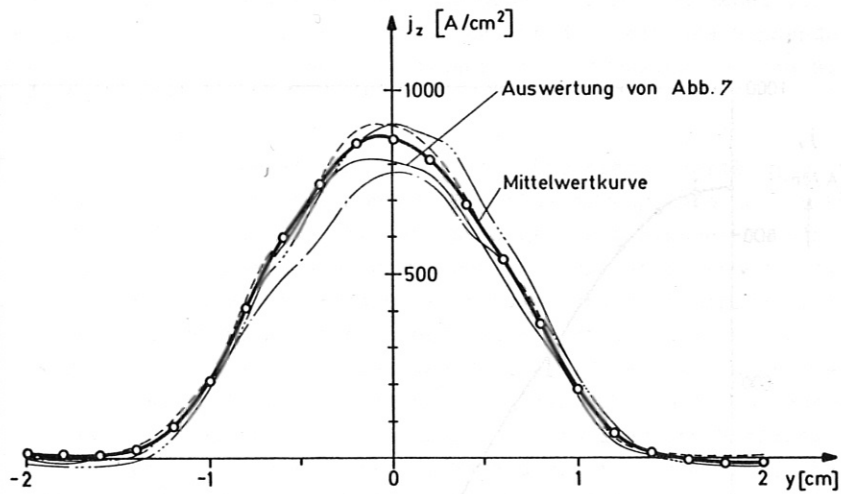


Abb. 9 Einige typische Messkurven für die Verteilung der axialen Stromdichte  $j_z$  im Normalbogen. Auch die Mittelwertkurve ist mit eingezeichnet.

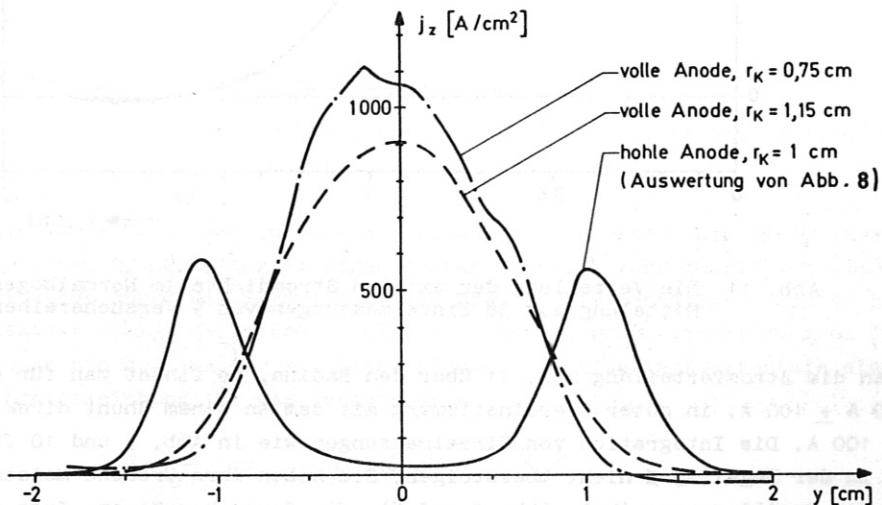


Abb. 10 Messkurven für die Stromdichteverteilung bei verschiedenen Bogengeometrien.

In Abb. 10 sind ausserdem die Ergebnisse zweier Messungen mit voller Anode und verändertem Kathodenradius  $r_K$  dargestellt. Für  $r_K = 1,15$  cm sieht man keine wesentliche Veränderung gegenüber  $r_K = 1$  cm (Abb. 9). Für  $r_K = 0,75$  cm wird die Verteilung etwas schmäler und höher, zugleich aber unsymmetrisch, vermutlich infolge einer Störung des Bogens durch die Sonde, was sich auch durch schlechte Reproduzierbarkeit ausdrückt.

Die Abbildung 9 zeigt vier Messkurven für den Normalbogen. Sie wurden zwar unter gleichen Bedingungen, aber mit verschiedenen Sonden bzw. ausgewechselten Elektroden aufgenommen. Sehr viel bessere Reproduzierbarkeit erreichten wir bei aufeinanderfolgenden Messungen (ohne Änderung von Sonde und Elektroden). Vermutlich haben Unterschiede im Zustand und der Zusammensetzung der Elektroden einen Einfluss auf die Stromverteilung. Um solche Effekte möglichst auszuschliessen, wurden neun verschiedene Versuchsserien mit insgesamt 38 Einzelmessungen ausgewertet und die Mittelwertkurve bestimmt, die in Abb. 9 mit eingezeichnet ist. In Abb. 11 wurde weiterhin auch aus linken und rechten Kurvenhälften noch der Mittelwert gebildet. Der mittlere quadratische Fehler ist nirgends grösser als  $10 \text{ A/cm}^2$  und damit kleiner als die Unterschiede zwischen linken und rechten Kurvenhälften, die wir im weiteren als die statistischen Fehler ansehen wollen.

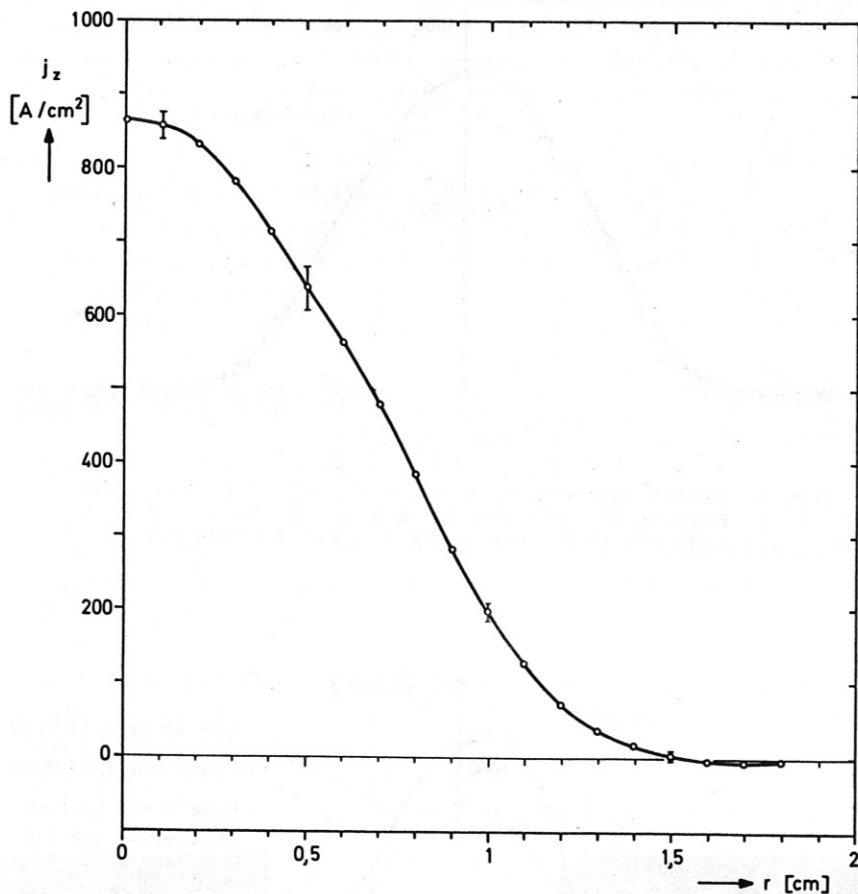


Abb. 11 Die Verteilung der axialen Stromdichte im Normalbogen. Mittelung aus 38 Einzelmessungen von 9 Versuchsreihen.

Integriert man die Stromverteilung Abb. 11 über den Radius, so findet man für den Gesamtstrom den Wert  $1790 \text{ A} \pm 100 \text{ A}$ , in guter Ubereinstimmung mit dem an einem Shunt direkt gemessenen Wert von  $1800 \text{ A} \pm 100 \text{ A}$ . Die Integration von Einzelmessungen wie in Abb. 9 und 10 führt zu Abweichungen, die in der Regel 15 % nicht übersteigen. Sie haben ihre Ursache meistens in geringen Unsymmetrien der Oszillogramme (vgl. Abb. 7 und 8), die davon herrühren, dass auch die nicht geringe Windungsfläche der Zuführungen (vgl. Abb. 6) je nach ihrer Orientierung noch einen gewissen Anteil des Eigenmagnetfeldes des Bogens mit einfängt. Dies konnte durch einen einfachen Versuch nachgewiesen werden. Dabei wurde die Spule unmittelbar am Ende der Verdrehung



kurzgeschlossen und bei gleicher Orientierung der Sonde die übliche Messung mit und ohne Bogen durchgeführt. Die verbliebene Schleife der Zuführungen lieferte dann ein Signal, das genau der Unsymmetrie der Spulensondenmessung entsprach.

Die Spulensondenmessungen unterliegen prinzipiell - wie alle Sondenmessungen - einem systematischen Fehler. Sie werden ja nicht an einem ungestörten Bogen durchgeführt, sondern an einem, in dem sich eine Sonde bewegt. So führen z.B. die kalte Sonde selbst wie auch die von ihr ausgehenden Verunreinigungen zu einer Kühlung des Plasmas, speziell in der Zone um die Sonde. Diese Einflüsse sind hier vermutlich klein. Das ergab sich aus qualitativen side-on Spektralaufnahmen, die mit und ohne Sonde aufgenommen wurden und nur geringfügige Unterschiede zeigten. Die Sonde kann auch evtl. beim Eintritt in den Bogen diesen verbiegen oder gar verschieben. Es ist aber anzunehmen, dass das starke axiale Magnetfeld den Bogen an seine Ruhelage fixiert. (Möglicherweise stammen die bei  $r_K = 0,75$  cm beobachteten Unsymmetrien im Sondersignal (Abb. 10) von einer solchen Verbiegung.)

Wichtiger ist der Einfluss des Lochs, das die Sonde in die Stromdichteverteilung "bohrt", indem sie den Strom gleichzeitig zu Umwegen zwingt. Der Gesamtstrom wird dabei von der Stromversorgung konstant gehalten (deshalb steigt die Brennspannung für die Zeit des Sonderndurchgangs um ca. 15 % an, vgl. Kapitel II.3). Zur Abschätzung dieser Stromabdeckung auf die Spulensondenmessung diene die folgende Überlegung:

Man stelle sich die Stromdichteverteilung in einzelne Stromfäden zerlegt vor. Ein jeder liefert einen Beitrag zum Magnetfeld am Ort der Sonde. Die Feldänderung infolge der Verdrängung der nächstliegenden Stromfäden bleibt unwesentlich, solange das Zahlenverhältnis zwischen verdrängten und nichtverdrängten Stromfäden, d.h. das Verhältnis von abdeckender Sondenfläche zur Querschnittsfläche des stromführenden Kanals klein ist. Voraussetzung dabei ist aber, dass über die Dicke der Sonde keine zu grossen Änderungen der Stromdichte auftreten. In unserer Anordnung werden maximal 10 % des stromführenden Bereichs abgedeckt, wenn die 3 mm dicke Sonde gerade in der Bogenachse steht (ohne Berücksichtigung der Kühlzone). In jeder anderen Sondenstellung ist die Abdeckung kleiner. Genauere Abschätzungen über den Einfluss der Abdeckung, die auch von anderen Parametern wie Temperatur, Strömungen im Plasma etc. abhängt, sind kaum möglich. Insbesondere spielt auch das äussere Magnetfeld, das jeden Stromfluss quer zu den Feldlinien erschwert, eine nicht übersehbare Rolle.

Aufgrund der Tatsache, dass das Integral über die gemessene Stromverteilung sehr genau den Gesamtstrom ergibt, kann man jedoch annehmen, dass der von der Abdeckung verursachte Messfehler nicht gross ist.

### II.2.3. Die Verteilung der azimuthalen Stromdichte $j_\varphi$

Um Aussagen über den Druckaufbau im Lichtbogen zu erhalten, sollte die radiale Verteilung der azimuthalen Stromdichte  $j_\varphi$  gemessen werden.

Durch das axiale Magnetfeld wird im Bereich teilweiser Ionisation die ambipolare Diffusion behindert, was zu einem Druckanstieg im Bogeninneren führt. Dieser zuerst von Wienecke /10/ berechnete Effekt wurde durch die Experimente von Döbele /11/ bestätigt. Auch im Bereich vollständiger Ionisation steigt der Druck infolge von Kräften proportional zu  $\text{grad } T \times \vec{B}$  ("Nernst-effekt") zur Achse hin noch weiter an. Diese Druckerhöhung bedingt azimuthale elektrische Ströme. Das zeigt die Kraftgleichung für das Gesamtplasma

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\text{grad } p + \vec{j} \times \vec{B} \quad (5)$$

deren r-Komponente im stationären Fall

$$\frac{\partial p}{\partial r} = j_\varphi B_z - j_z B_\varphi \quad (6)$$

lautet. Der Trägheitsterm  $\rho(\vec{v} \nabla) \vec{v}$  kann nach eingehender Abschätzung in jedem Fall gegen die beiden anderen Terme in Gl.(5) vernachlässigt werden. Der Term  $j_z B_\varphi$  gibt den Pinchdruck an, d.h. den Druck aufgrund eigenmagnetischer Kompression (er kann aus den Messungen von  $j_z$  berechnet werden und ist z.B. in Abb. 47 mit eingezeichnet). Die azimuthale Stromdichte nach Gl.(6) schwächt das angelegte Magnetfeld  $B_z$ . Diesen Diamagnetismus konnte Klüber /12/ an einem Heliumbogen ("Eieruhr") mit einem integralen Verfahren nachweisen. Hier sollte nun mit Hilfe von Spulensonden die radiale Abhängigkeit von  $j_\varphi$  und damit der Druckaufbau bestimmt werden.

Man kann abschätzen, dass das zu erwartende Meßsignal noch erheblich kleiner sein wird, als bei der Messung von  $j_z$ . Eine weitere grosse Schwierigkeit dieses Experiments liegt darin, dass das angelegte Magnetfeld dieselbe Richtung wie das zu messende diamagnetische Feld des Bogens hat und etwa um einen Faktor 100 grösser ist. Hier zeigt sich der wesentliche Vorteil von Induktionssonden, die ja bei der Bewegung durch ein homogenes stationäres Feld kein Signal abgeben. In unserem Fall war das Magnetfeld nicht ideal homogen, deshalb wurden auch hier Vergleichsmessungen mit abgeschaltetem Bogenstrom durchgeführt. Die Gradienten der Inhomogenitäten waren zwar klein, aber es bereitete erhebliche Schwierigkeiten, die mechanischen Schwingungen des Sonden-systems - z.B. im Sondenarm aus Messing - zu unterdrücken, die wegen ihrer hohen Frequenz (bis 5 kHz) sogar in diesen kleinen Feldgradienten zu Störsignalen von der Grössenordnung des Meßsignals führten. Um Schwingungen der Sondenzuführungen zu verhindern, wurde in einigen Fällen der gesamte auswechselbare Teil der Sonde (Abb. 4 und 6) mit Araldit ausgegossen. Schliesslich wurden auch an die Stromversorgungsanlage sehr hohe Anforderungen gestellt, denn die durch den Gleichrichter hervorgerufenen Schwankungen des Magnetfeldstromes (300 - 1800 Hz) durften höchstens einige Promille betragen.

Dies alles ist zu bedenken, wenn man die Messkurven in den Abb. 12 und 13 betrachtet.

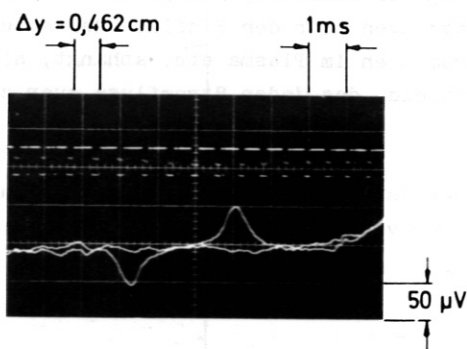


Abb. 12 Spulensondenmessung von  $dB_z/dt$  im Normalbogen.  
 $r_K = 1 \text{ cm}$ ;  $E = 0,95 \cdot 10^{-9} \text{ Vsec/G}$ .

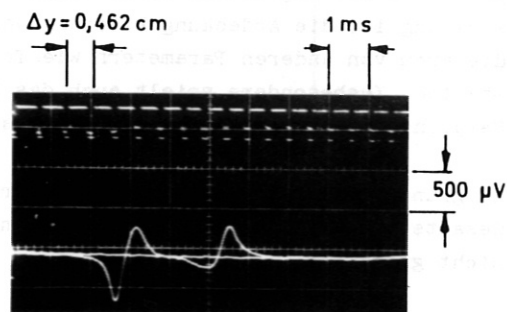


Abb. 13 Spulensondenmessung von  $dB_z/dt$  im Bogen mit hohler Anode.  
 $E = 2,1 \cdot 10^{-9} \text{ Vsec/G}$ .

Wertet man diese Messkurven gemäss den Gln. (4b) bzw. (6) aus, so findet man die in den Abb. 14 und 15 gezeigten Verteilungen von  $j_\varphi$  und  $p$ . Demnach hat im Normalbogen  $j_\varphi$  sein Maximum jeweils an der Kathodenkante bei  $y = \pm 1$  cm bzw. bei  $y = \pm 0,75$  cm. Der Druck auf der Bogenachse steigt aufgrund dieser  $j_\varphi$ -Verteilungen auf ca.  $5$  bzw.  $7 \cdot 10^4$  dyn/cm<sup>2</sup> an. Mit der Hohl-anode findet man bei  $y \approx \pm 1$  cm eine Vorzeichenumkehr von  $j_\varphi$ . An dieser Stelle durchläuft der Druck  $p$  ein Maximum und fällt bis zur Achse hin deutlich ab.

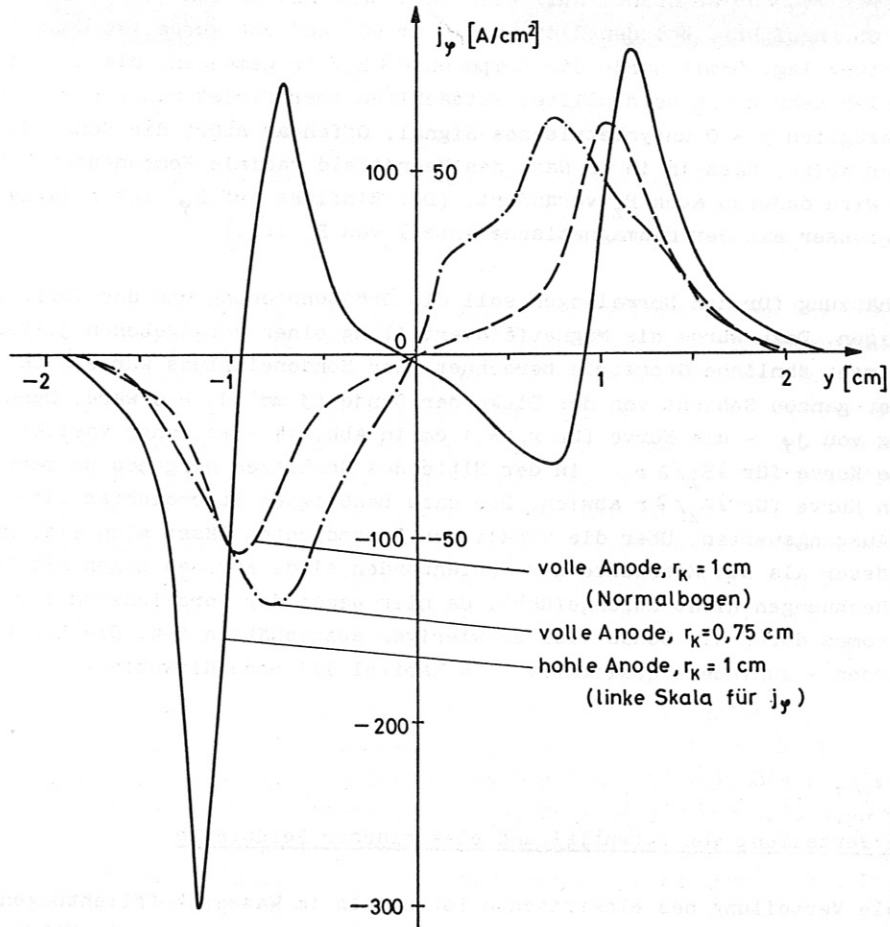


Abb. 14 Spulensondenmessungen für  $j_\varphi(r)$  in verschiedenen Bogengeometrien

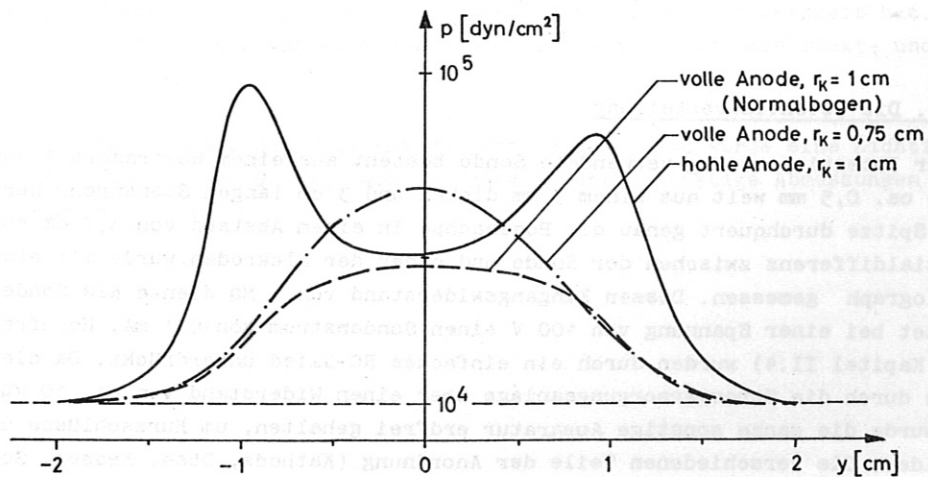


Abb. 15 Radiale Druckverteilungen bei verschiedenen Bogengeometrien, aus den Spulensondenmessungen der Abb. 14.



Die Berechnungen von Raeder und Wirtz /5/ hatten gezeigt, dass der Druck eine eindeutige Funktion der Temperatur sein und mit dieser monoton ansteigen sollte. Demnach hätte also im Bogen mit hohler Anode auch die Temperatur bei  $r = 1$  cm ein Maximum. Nach diesen Berechnungen sollte auf der Achse des Normalbogens bei den zu erwartenden Temperaturen um  $50\,000$  °K ein Druck bis zu  $10^5$  dyn/cm<sup>2</sup> herrschen. Aus den Temperatur- und Dichtemessungen von Ringler /13/ an einem gleichartigen Bogen (vgl. Kapitel III, S. 34) ergeben sich sogar noch höhere Drucke. Dagegen liefern die Spulensondenmessungen Werte, die um einen Faktor 2 zu klein sind. Es ist daher in Zweifel zu ziehen, ob die Messung von  $j_\varphi$  und damit die Bestimmung von  $p$  mit Hilfe unserer Methode zu quantitativ richtigen Ergebnissen führt. Deshalb wurden zusätzliche Messungen durchgeführt, bei denen die Spule um  $90^\circ$  gedreht wurde, so dass ihre Achse in der Schussrichtung lag. Damit wurde die Komponente  $\partial B_r / \partial r$  gemessen, die nach dem auf Seite 5 Gesagten hier sehr klein sein sollte. Tatsächlich aber findet man ein mit  $\partial B_z / \partial r$  vergleichbar grosses, bezüglich  $y = 0$  unsymmetrisches Signal. Offenbar stört die Sonde die Stromverteilung in so einer Weise, dass in ihrer Nähe das Magnetfeld radiale Komponenten bekommt. Wegen  $\text{div } \vec{B} = 0$  wird dadurch auch  $B_z$  verändert. (Der Einfluss auf  $B_\varphi$  ist relativ klein, weil  $B_\varphi$  ca. 6mal grösser als der diamagnetische Anteil von  $B_z$  ist.)

Eine Abschätzung für den Normalbogen soll die Grössenordnung und das Vorzeichen der Störung von  $B_z$  zeigen. Dazu wurde die Magnetfeldverteilung einer vorgegebenen  $j_\varphi$ -Verteilung für eine dem Experiment ähnliche Geometrie berechnet. Der Sondereinfluss wurde dabei so angenommen, als ob in einer ganzen Schicht von der Dicke der Sonde (3 mm)  $j_\varphi = 0$  wäre. Dann wurde die Anfangsverteilung von  $j_\varphi$  - die Kurve für  $r_K = 1$  cm in Abb. 14 - so lange variiert, bis die daraus berechnete Kurve für  $\partial B_z / \partial r$  in der Mitte des Schlitzes nirgends um mehr als 10 % von der gemessenen Kurve für  $\partial B_z / \partial r$  abwich. Die dazu benötigten Stromdichten liegen um bis zu 100 % über den Ausgangswerten. Über die wirklichen Stromdichten lässt sich also nur sagen, dass sie sicher grösser als die Messwerte der Spulensonden sind. Für den Bogen mit hohler Anode wurden ähnliche Rechnungen nicht durchgeführt, da hier wegen der Vorzeichenumkehr von  $j_\varphi$  die Abdeckung dieses Stromes durch die Sonde viel schwieriger abzuschätzen ist. Die Ergebnisse dieser Messungen werden - zumindest qualitativ - in Kapitel III noch diskutiert.

### II.3. Die Verteilung von Potential und elektrischer Feldstärke

Die radiale Verteilung des elektrischen Potentials im Wasserstofflichtbogen wurde mit isolierten und nichtisolierten Wolframdrahtsonden gemessen. Ausserdem wurde mit Hilfe einer doppelarmigen Potentialsonde in zwei verschiedenen z-Ebenen die Potentialverteilung bestimmt. Aus der Differenz beider Kurven erhält man die radiale Verteilung der axialen Feldstärke  $E_z$ , während jede Kurve für sich die radiale Feldstärke  $E_r$  ergibt.

#### II.3.1. Die Potentialverteilung

Die zur Potentialmessung verwendete Sonde besteht aus einem Wolframdraht von 0,8 mm  $\varnothing$ , dessen Spitze ca. 0,5 mm weit aus einem 3 mm dicken und 3 cm langen Stenanrohr herausragt (vgl. Abb. 4). Diese Spitze durchquert genau die Bogenachse in einem Abstand von 5,7 cm vor der Anode. Die Potentialdifferenz zwischen der Sonde und einer der Elektroden wurde mit einem Tektronix-555 Oszillograph gemessen. Dessen Eingangswiderstand von 1 M $\Omega$  diente als Sondenabschluss. Das bedeutet bei einer Spannung von 100 V einen Sondenstrom von 0,1 mA. Hochfrequente Störsignale (vgl. Kapitel II.4) wurden durch ein einfaches RC-Glied unterdrückt. Da die Anodenseite des Bogens durch die Stromversorgungsanlage über einen Widerstand von ca. 10 k $\Omega$  mit Masse verbunden ist, wurde die ganze sonstige Apparatur erdfrei gehalten, um Kurzschlüsse und Erdschleifen zu vermeiden. Die verschiedenen Teile der Anordnung (Kathode, Düse, Kessel, Sondenarm, Anode) sind elektrisch nur über das entsalzte Kühlwasser miteinander und mit Erde verbunden (der Isolationswiderstand beträgt ca. 100 k $\Omega$ ). Die Stromversorgung für Oszillographen und alle sonstigen Geräte erfolgt über Trenntransformatoren.

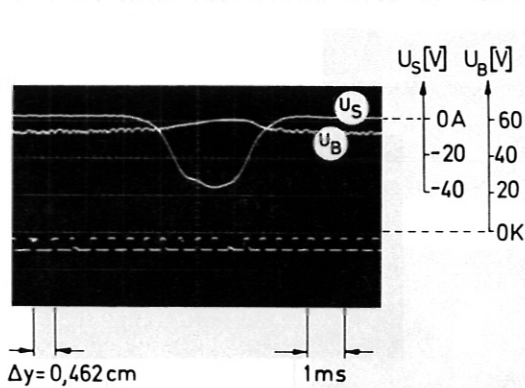


Abb. 16 Potentialmessung im Normalbogen mit der Punktsonde. Polung gegen Anode.

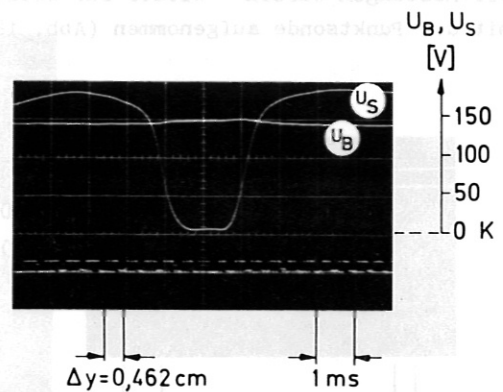


Abb. 17 Potentialmessung mit der Punktsonde im Bogen mit hohler Anode, Polung gegen Kathode.  $U_B$  ist die Brennspannung.

Die Abb. 16 und 17 zeigen Messkurven, die mit dieser Anordnung im Normalbogen bzw. im Bogen mit hohler Anode aufgenommen wurden. Auch die Potentialdifferenz zwischen beiden Elektroden - die Brennspannung  $U_B$  - wurde mitgemessen. Die Auswertung ergibt in beiden Fällen eine in Bezug auf die Mitte annähernd symmetrische Potentialverteilung. (Der radiale Verlauf von Potential und radialer elektrischer Feldstärke wird im Zusammenhang mit der Messung der axialen Feldstärke in den Abb. 26, 27, 33 und 34 gezeigt.) Beim Normalbogen liegt das Potential der Sonde in der Bogenachse um 37 V unter dem der Anode bzw. 24 V über dem der Kathode. In den Aussenzonen übersteigt es um ein paar Volt das Anodenpotential und hat den gleichen Wert wie das Potential des Stahlkessels, während die Kathodendüse sich stets genau auf Anodenpotential einstellt. Die Brennspannung des Normalbogens beträgt 55 V und erhöht sich um bis zu 10 V, wenn die Sonde den Bogen durchquert.

Die Brennspannung des Bogens mit hohler Anode (Abb. 17) beträgt 145 V und steigt beim Sonden-durchgang um 5 V an. Das Sondenpotential im Achsenbereich des Bogens liegt nur um knapp 10 V über dem Kathodenpotential (bei einem Abstand Sonde - Kathode von 7,8 cm). Die axiale elektrische Feldstärke  $E_z$  ist hier offenbar sehr klein (vgl. /1/, wo  $E_z \approx 3$  V/cm war). Nach aussen zu wächst das Sondenpotential sehr steil an und übersteigt schliesslich das Anodenpotential um fast 50 V. Auch das Potential des Kessels liegt noch über dem der Anode (vgl. Abb. 23).

Die Potentialverteilung war in früheren Arbeiten /1,14-16/ häufig mit nichtisolierten Drahtsonden gemessen worden. Dabei kommt also nicht nur die Sondenspitze, deren Potential gemessen werden soll, mit dem Plasma in Berührung. Nach Müller und Finkelnburg /14/ nimmt jedoch eine nichtisolierte Sonde stets das Potential derjenigen Stelle des Plasmas an, die den besten elektrischen Kontakt zum Plasma hat, d.h. die die höchste elektrische Leitfähigkeit hat. In einem Bogen mit monoton zur Mitte hin ansteigender Temperatur sollten demnach Punkt- und Drahtsonde gleiche Ergebnisse liefern.

Dies konnte in der beschriebenen Anordnung leicht geprüft werden. Dazu wurde eine nichtisolierte Sonde aus Wolframdraht von 1,5 mm  $\varnothing$  (vgl. Abb. 4) gebaut, deren sonstige Abmessungen denen der Punktsonde entsprechen.

Die Messungen wurden - wieder für beide Anodenformen - jeweils unmittelbar nach den Messungen mit der Punktsonde aufgenommen (Abb. 18 und 19).

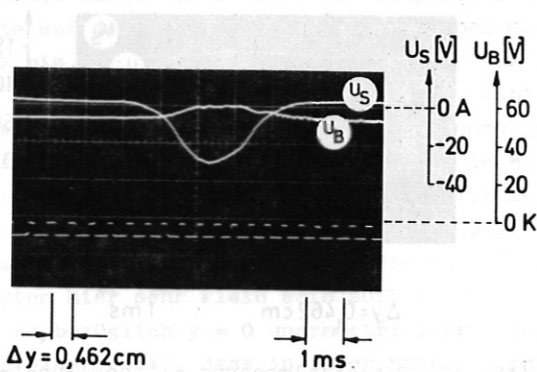


Abb. 18 Potentialmessung mit der Drahtsonde im Normalbogen. Polung gegen Anode.

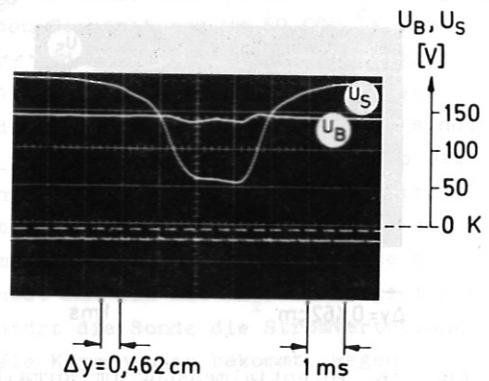


Abb. 19 Potentialmessung mit der Drahtsonde im Bogen mit Hohlanode. Polung gegen Kathode.  
 $U_B$  ist die Brennspannung.

Der Vergleich mit den Abb. 16 und 17 zeigt in beiden Fällen erhebliche Abweichungen. Beim Bogen mit Hohlanode (Abb. 17, 19) kann das kaum Überraschen, denn aufgrund der gemessenen hohlen Stromdichteverteilung (Abb. 10) ist denkbar, dass dieser Bogen auch bezüglich der Temperatur "hohl" ist, dass also die Temperatur bei  $r = 0$  nicht am höchsten ist. Eine Drahtsonde wird dann nach /14/ bei  $r = 0$  nicht das Potential für die Bogenachse anzeigen, sondern für das weiter aussen liegende Temperaturmaximum. Aus dem Vergleich von Abb. 17 und 19 findet man, dass demnach bei  $r = 1$  cm die Temperatur am höchsten sein sollte, in Übereinstimmung mit den Folgerungen, die in Kapitel III aus den Messungen von  $j_y$  bzw.  $j_z$  und  $E_z$  gezogen wurden. In Abb. 19 erkennt man - anders als in Abb. 17 - eine deutliche Erniedrigung der Brennspannung während des Sondendurchgangs. Auch Mahn, Ringler und Zankl /1/ hatten bei ihren Messungen mit Drahtsonden eine ähnliche Erscheinung beobachtet und mit einer Bremsung der Plasmarotation infolge des Kurzschlusses der radialen elektrischen Feldstärke durch den Sondendraht erklärt.

Für den Normalbogen, dessen Temperaturmaximum bei  $r = 0$  liegt, fällt die Erklärung der Diskrepanz zwischen Punkt- und Drahtsondenmessung schwerer. Es zeigte sich, dass die Unsymmetrie der (Drahtsonden-) Potentialkurven in Abb. 18 und 19 beim Umpolen des Magnetfeldes sich ebenfalls genau umkehrt. (Diese Beobachtung wurde bei ähnlichen Messungen von Zankl /17/ bestätigt.) Die folgende Erklärung erscheint deshalb plausibel: Der einzige Plasmaparameter, der unmittelbar von der Richtung des Magnetfeldes abhängt, ist die Rotation des Bogens, die von einer Lorentzkraft  $j_r \cdot B_z$  angetrieben wird. Offenbar heizt diese Plasmaströmung die Sonde in einer Weise, dass der Punkt des besten elektrischen Kontakts Plasma - Sonde nicht mit dem jeweils heissesten Punkt des Plasmas zusammenfällt. Die Lage des Punkts, der am stärksten angeblasen wird, ändert sich mit der Strömungsrichtung, je nachdem, ob der Sondendraht von oben her mehr tangential oder von unten her frontal angeströmt wird.

Bei Potentialmessungen mit Drahtsonden anstelle von Punktsonden muss also zunächst sichergestellt sein, dass wirklich der Punkt der Sonde, dessen Potential zu bestimmen ist, die Stelle besten elektrischen Kontakts zum Plasma ist. Bei starken Strömungen im Plasma braucht diese Stelle jedoch nicht immer mit dem Ort höchster Plasmatemperatur zusammenzufallen.

Auch auf die Potentialmessung mit der Punktsonde hat die Plasmaströmung einen - wenn auch viel kleineren - Einfluss. Bei der Messung der Potentialkurve in Abb. 16 war das Magnetfeld so gepolt, dass beim Eintritt der Sonde in den Bogen die Strömung zunächst von unten auf die Sonde traf. Dadurch wurde die Spitze von Anfang an gut geheizt. Mit umgepoltem Magnetfeld mass die Punktsonde eine vor allem auf der Eintrittsseite leicht veränderte Potentialverteilung. Drehte man jedoch auch noch die Schussrichtung um, so ergab sich wieder nahezu das alte Bild. Es sei hier noch erwähnt, dass auch Form und Beschaffenheit der Sondenspitze einen gewissen Einfluss auf die Potentialmessung hatten. Kleine Absplitterungen von der Sondenkeramik konnten schon zu Unsymmetrien führen.



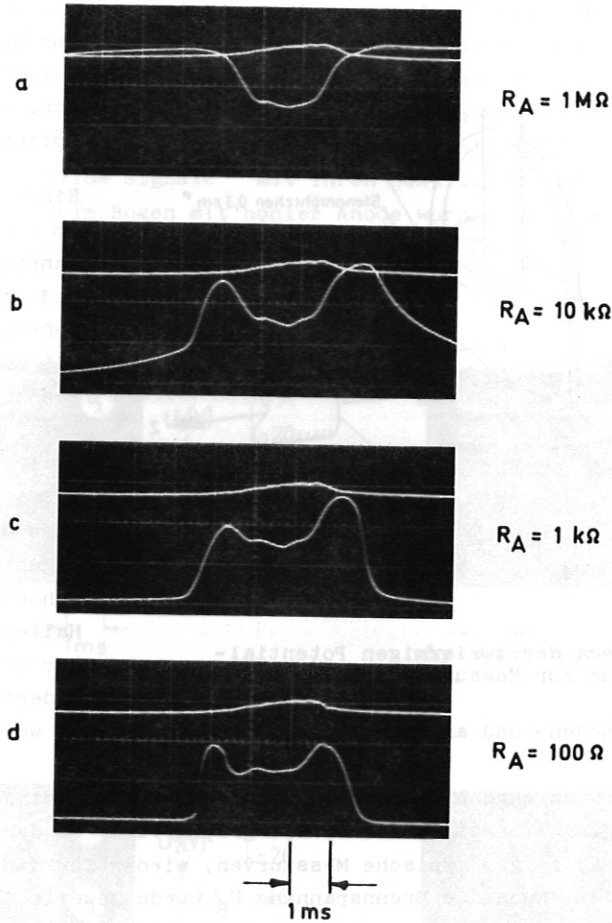


Abb. 20 Einfluss des Sondenabschlusswiderstandes  $R_A$  auf die Potentialmessung mit einer Punktsonde. Bogen mit voller Anode, Polung gegen Kathode.

Die einzelnen Bilder der Abb. 20 zeigen den Einfluss des Sondenabschlusswiderstandes auf die Punktsondenmessung. Die Bedingungen entsprechen denen von Abb. 16, nur war hier die Sonde gegen die Kathode gepolt. Die Sonde liefert nur solange richtige Ergebnisse, wie der Abschlusswiderstand gross gegen den Plasmawiderstand zwischen Sonde und Kathode ist. Mit der Verkleinerung des Abschlusswiderstandes wandert der Punkt, wo diese Bedingung verletzt wird und deshalb die Sondenpotential zusammenbricht, zu kleineren Radien. Auf der Austrittsseite liegt dieser Punkt etwas weiter aussen, vermutlich wegen der Wärmekapazität der Sonde. Der Potentialverlauf im Achsenbereich bleibt dabei unverändert, solange der Abschlusswiderstand nicht - wie in Abb. 20d - allzu klein wird.

II.3.2. Die Verteilung der axialen und radialen elektrischen Feldstärke  $E_z$

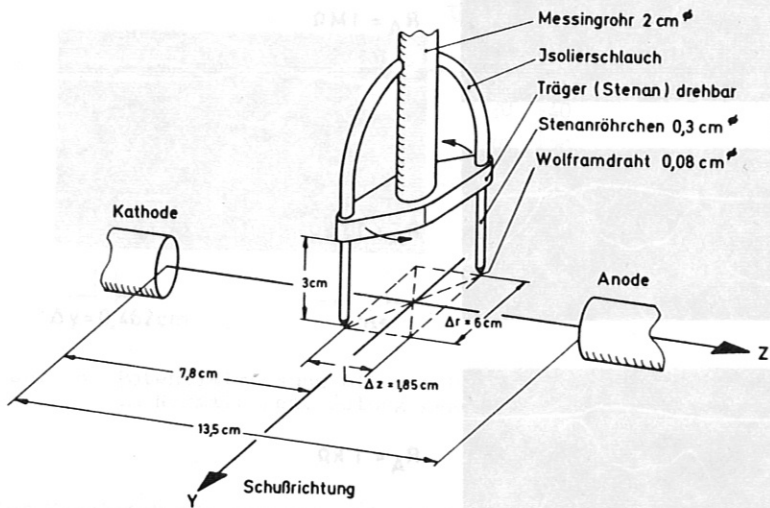


Abb. 21 Schema der zweiarmigen Potentialsonde zur Messung von  $E_z$ .

Zur Messung der elektrischen Feldstärke  $E_z$  diente die in Abb. 21 skizzierte soppelarmige Potentialsonde.

Eine Halterung aus Stenan trägt im Abstand von 6,3 cm zwei Stenanröhrchen von 3 cm Länge und 0,3 cm Dicke, aus denen je ein W-Draht von 0,8 mm Dicke etwa 0,5 mm herausragt. Die Halterung steht schräg, so dass die Sonden axial um  $\Delta z = 1,85$  cm und radial um  $\Delta r \approx 6$  cm voneinander entfernt sind. Dadurch wird erreicht, dass die zweite Sonde erst in den Bogen eintritt, wenn die erste schon wieder draussen ist. Die Halterung ist drehbar, so dass der axiale Sondenabstand verändert werden und insbesondere

die Reihenfolge von kathoden- und anodenseitiger Sonde vertauscht werden kann.

Die Potentiale beider Sonden werden unabhängig voneinander gegen eine der beiden Elektroden gemessen, wobei der Eingangswiderstand des Oszillographen von 1 M $\Omega$  den Sondenabschlusswiderstand bildet. Die Abb. 22 und 23 zeigen typische Messkurven, wieder für die beiden hauptsächlich untersuchten Bogengeometrien. Auch die Brennspannung  $U_B$  wurde jeweils mitgemessen. In Abb. 23 ist ausserdem noch die Spannung zwischen der Kathode und dem Stahlkessel gezeigt.

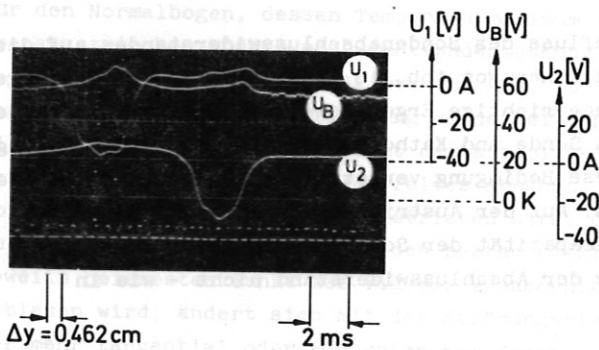


Abb. 22 Messung mit der Potentialdoppelsonde im Normalbogen. Polung gegen Anode. Die erste Sonde ist der Kathode näher als die zweite. Auch die Brennspannung  $U_B$  ist mitgemessen.

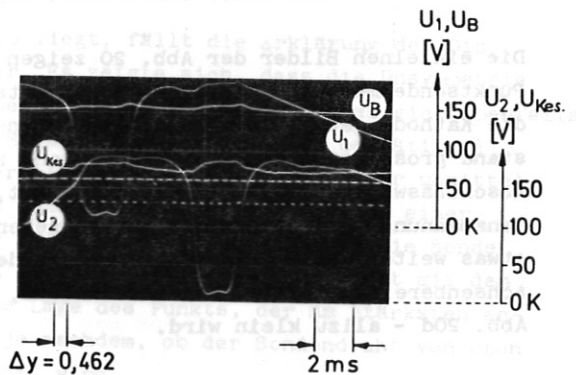


Abb. 23 Messung mit der Potentialdoppelsonde im Bogen mit hohler Anode. Polung gegen Anode. Die erste Sonde ist der Anode näher als die zweite. Hier ist ausser der Brennspannung  $U_B$  auch das Potential des Stahlkessels  $U_{Kes}$  mitgemessen.

Die Messkurven gleichen im wesentlichen denen der Abb. 16 und 17, deren wesentliche Eigenschaften schon in Kapitel II.3.1. diskutiert wurden. Es sei noch erwähnt, dass die Brennspannungserhöhung während des Durchgangs einer Sonde durch den Bogen auch von der jeweils anderen, weit ausserhalb des Bogens befindlichen Sonde und auch vom Stahlkessel registriert wird.

Zur Bestimmung des  $E_z$ -Profils müssen nun für jeden Radius die Sondenpotentiale voneinander abgezogen werden. Das erfordert eine äusserst genaue Auswertung, denn die zu erwartenden Potentialunterschiede der Sonden untereinander von maximal 6 V (bei  $E_z \approx 3$  V/cm) sind in jedem Fall klein im Vergleich zu denen der Sonden gegen die Elektroden von 60 V bzw. 150 V. Deshalb wurden die Potentialverteilungen mit grösserer Zeitauflösung als in den Abb. 22 und 23 aufgenommen (Abb. 24 und 25). Der Kanal für das Signal der zweiten Sonde wurde um ca. 6 msec verzögert getriggert, so dass beide Signale mit ihren jeweiligen Zeitmarken auf einem Bild aufgezeichnet werden konnten. Beim Bogen mit hohler Anode wurden für die genauere Auswertung des Achsenbereichs die Sonden signale auch noch mit grösserer Empfindlichkeit mitgeschrieben (Abb. 25).

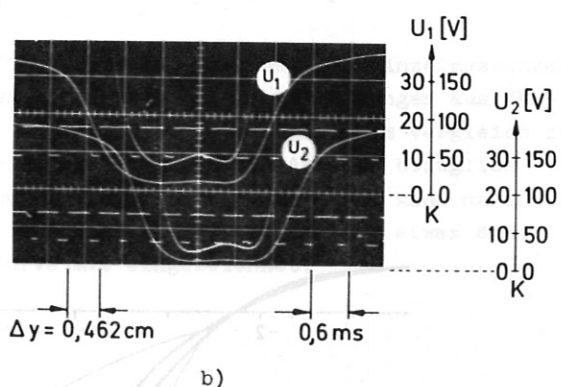
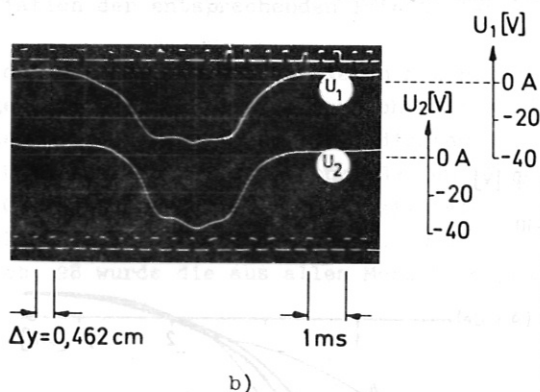
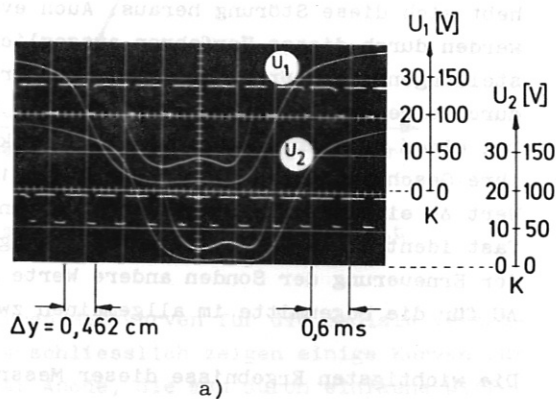
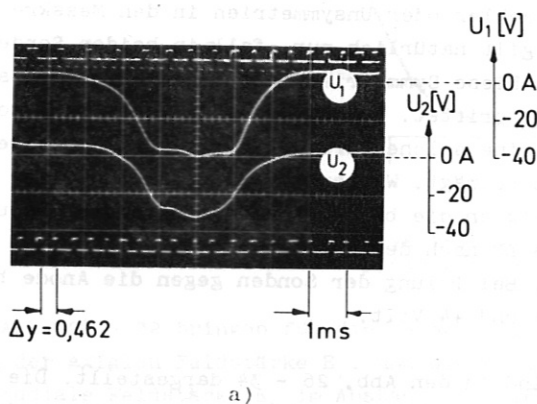


Abb. 24 Messung der axialen elektrischen Feldstärke  $E_z$  mit der Potentialdoppelsonde im Normalbogen. In a) ist die Sonde 1 der Kathode näher als Sonde 2, in b) umgekehrt.

Abb. 25 Messung der axialen elektrischen Feldstärke  $E_z$  mit der Potentialdoppelsonde im Bogen mit hohler Anode. In a) ist die Sonde 1 der Kathode näher als Sonde 2, in b) umgekehrt.

Alle diese Kurven wurden dann stark vergrössert mit einem speziellen Auswertegerät (OSCAR) digitalisiert, die Zeitmarken ebenfalls. Eine Rechenmaschine IBM 360/91 berechnete aus den letzteren die Sondengeschwindigkeiten und wandelte damit die zeitabhängigen Potentialkurven in ortsabhängige um. Bevor man nun die beiden Kurven voneinander abziehen kann, müssen sie einen gemeinsamen Bezugspunkt  $y_0$  haben, am besten die Bogenachse. Mit Hilfe der Zeitmarken lassen sich Bezugspunkte finden, da der radiale Sondenabstand bekannt ist. Grössere Genauigkeit konnte durch ein Symmetrieverfahren erreicht werden, bei dem der Symmetriemittelpunkt jeder Potentialkurve bestimmt wurde. Er stimmt stets bis auf wenige Bruchteile von Millimetern mit dem Symmetriemittelpunkt der Kurven  $E_r(r)$  und  $E_z(r)$  überein und liegt sicher auch sehr nahe der wirklichen Bogenachse. Das Programm führte diese Symmetrisierung und die anschliessende Subtraktion der Kurven selbstständig durch und bildete dann aus mehreren solchen Auswertungen die Mittelwertkurve und die zugehörige Kurve des mittleren quadratischen Fehlers. Auf diese Weise konnten Fehler bei der Digitalisierung, bei der Symmetrisierung etc., aber auch die manchmal auftretende Unregelmässigkeit einzelner Messungen sofort gefunden und korrigiert werden.



Wenn die Sondenhalterung so gedreht ist, dass  $\Delta z = 0$  ist, wird man erwarten, dass beide Potentialkurven genau gleich sind. Das ist aber nicht immer der Fall. Die zweite Sonde scheint prinzipiell einen etwas anderen Bogen vorzufinden als die erste.

Offenbar klingt die Störung eines Bogenparameters in dem zeitlichen Abstand der Sonden von etwa 6 msec nicht vollständig ab. Deshalb wurde bei jeder  $E_z$ -Messung jeweils eine zweite Meßserie mit umgeklappter Sondenstellung aufgenommen, so dass die vorher kathodenseitige Sonde nun auf der Anodenseite lag und umgekehrt (vgl. Abb. 24 und 25). Wenn die Störung des Potentials der zweiten Sonde in der anodenseitigen Stellung (etwa in Abb. 24a und 25a) z.B.  $\Delta U$  beträgt, so wird dadurch eine um  $\Delta U/\Delta z$  zu grosse Feldstärke, in kathodenseitiger Stellung durch die gleiche Störung  $\Delta U$  aber eine um  $\Delta U/\Delta z$  zu kleine Feldstärke vorgetauscht. Durch Bildung des Mittelwertes hebt sich diese Störung heraus. Auch eventuelle Fehler oder Unsymmetrien in den Messkreisen werden durch dieses Verfahren ausgeglichen. Das gilt natürlich nur, falls in beiden Sondenstellungen die Störung den gleichen Wert  $\Delta U$  hat. Diese Symmetrie könnte jedoch gestört sein durch eine axiale Strömung, in der die Störung mitdriftet. Aufgrund des Zeitabstandes von 6 msec bei einem axialen Abstand von 1,87 cm kann sich eine solche Strömung nur bemerkbar machen, wenn ihre Geschwindigkeit nicht mehr als  $4 \cdot 10^2$  cm/sec beträgt. Während einer Messreihe blieb der Wert  $\Delta U$  einer Störung praktisch konstant. Das zeigten die bei aufeinanderfolgenden Messungen fast identischen Potentialkurven. Dagegen konnte  $\Delta U$  nach dem Auswechseln der Elektroden oder der Erneuerung der Sonden andere Werte annehmen. Bei Polung der Sonden gegen die Anode betrug  $\Delta U$  für die Bogenmitte im allgemeinen zwischen +1 und +4 Volt.

Die wichtigsten Ergebnisse dieser Messreihen sind in den Abb. 26 - 34 dargestellt. Die Abb. 26 und 27 zeigen Potentialkurven, die durch Auswertung der Abb. 24 und 25 gewonnen wurden.

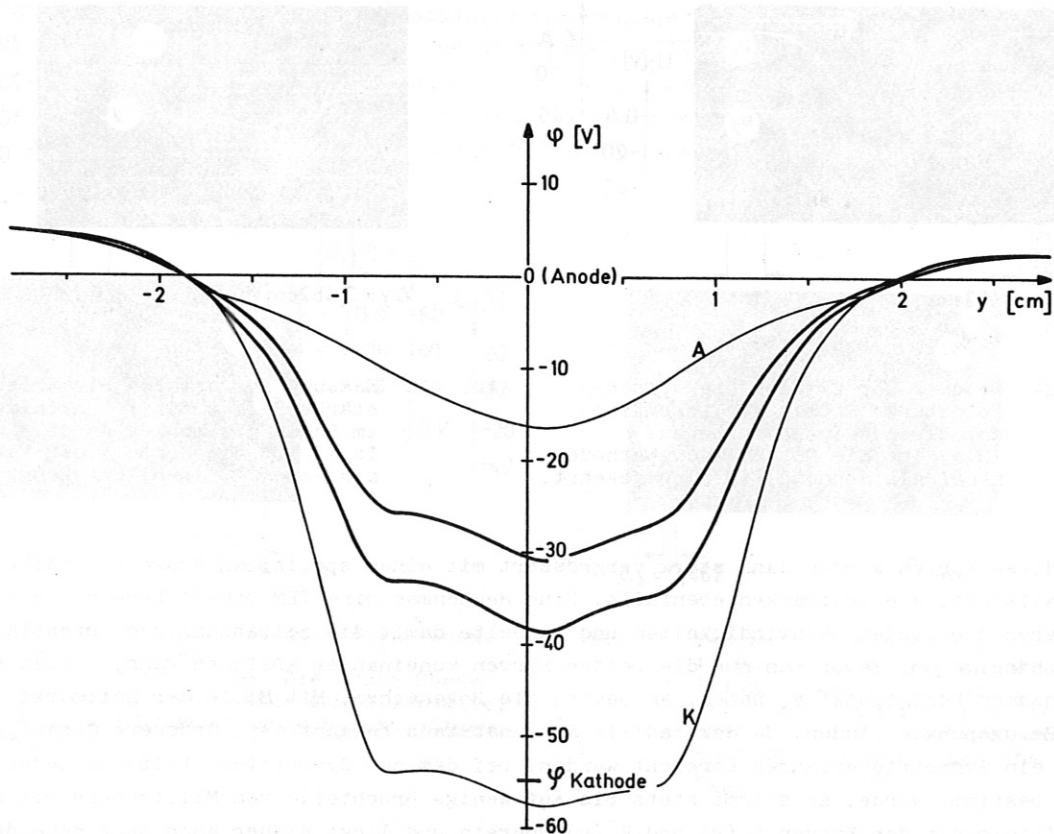


Abb. 26 Radiale Potentialverteilungen im Normalbogen, gemessen mit der Potentialdoppelsonde. Auswertung der Abb. 24, jeweils 2. Sonde. Die Potentialkurven A und K wurden durch Extrapolation der Messkurven zu den Elektroden hin gewonnen, wobei die  $E_z$ -Verteilung nach Abb. 29 verwendet wurde.

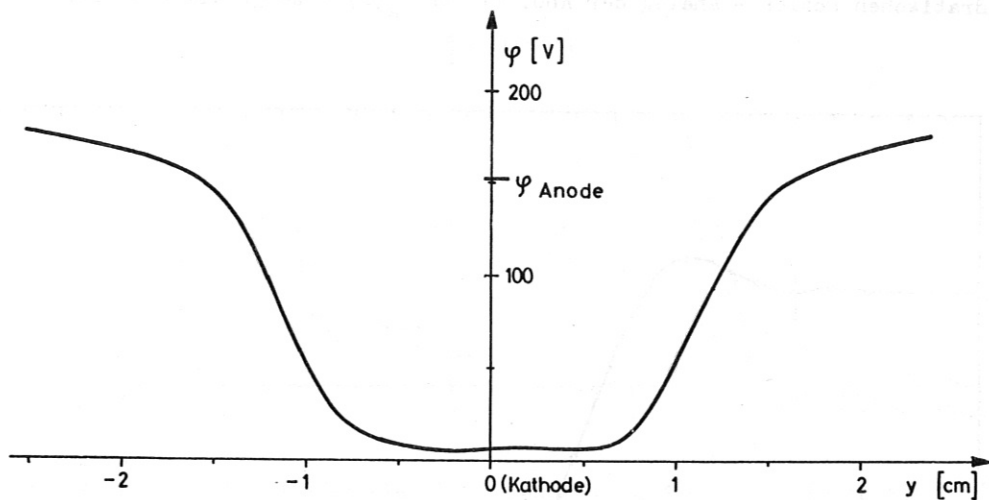


Abb. 27 Radiale Potentialverteilung im Bogen mit hohler Anode, gemessen mit der Potentialdoppelsonde. Auswertung der Abb. 25a, 2. Sonde.

Die Abb. 28 - 32 bringen für die verschiedenen Bogentypen Messkurven für die radiale Verteilung der axialen Feldstärke  $E_z$ , und die Abb. 33 und 34 schliesslich zeigen einige Kurven für die radiale Feldstärke  $E_r$  im Abstand von 6,6 cm vor der Anode, die man durch einfache Differentiation der entsprechenden Potentialkurven erhält.

Für den Normalbogen wurden sieben Messreihen durchgeführt, für die insgesamt 57 Einzelmessungen ausgewertet wurden (Abb. 28). Auch hier sind die Schwankungen bei den Einzelmessungen aus ähnlichen Gründen wie bei den Stromdichtemessungen (vgl. Kap. II.2.2.) stets klein im Vergleich zu den Unterschieden verschiedener Serien. Die Unsymmetrie des Messkurven in Abb. 28 bezüglich  $r = 0$  scheint wieder durch die azimuthale Plasmaströmung bedingt zu sein, denn sie kann durch Umpolen des Magnetfeldes umgedreht werden, ohne dass sich sonst an der Verteilung etwas ändert. In Abb. 28 wurde die aus allen Messungen gemittelte Kurve mit eingezeichnet.

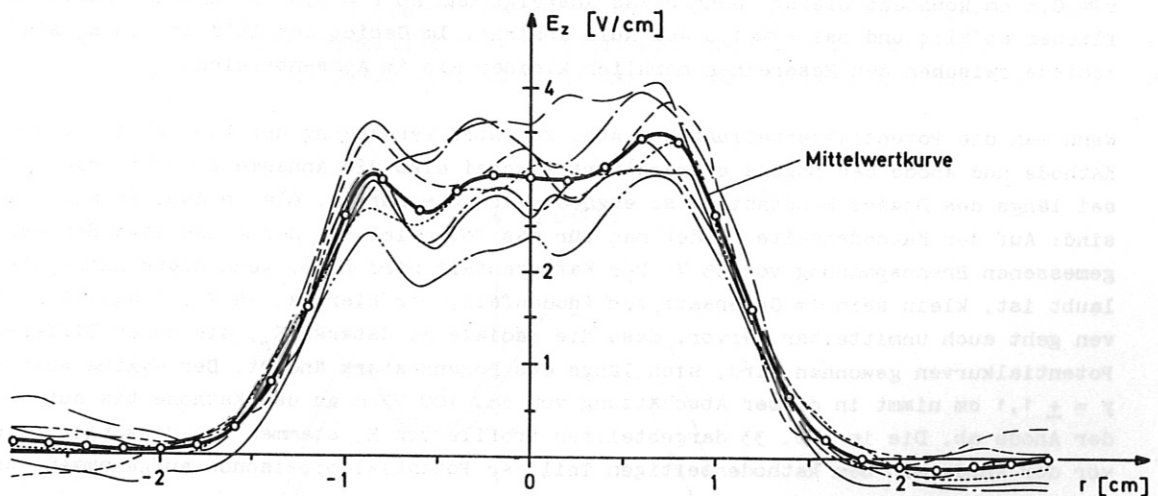


Abb. 28 Messkurven für die Verteilung der axialen Feldstärke  $E_z$  im Normalbogen. Insgesamt 57 Einzelmessungen. Auch die Mittelwertkurve ist mit eingezeichnet.

Die aus linken und rechten Kurvenhälften gebildete Mittelwertkurve für  $E_z(r)$  mit ihrem mittleren quadratischen Fehler - analog der Abb. 11 für  $j_z(r)$  - zeigt die Abb. 29.

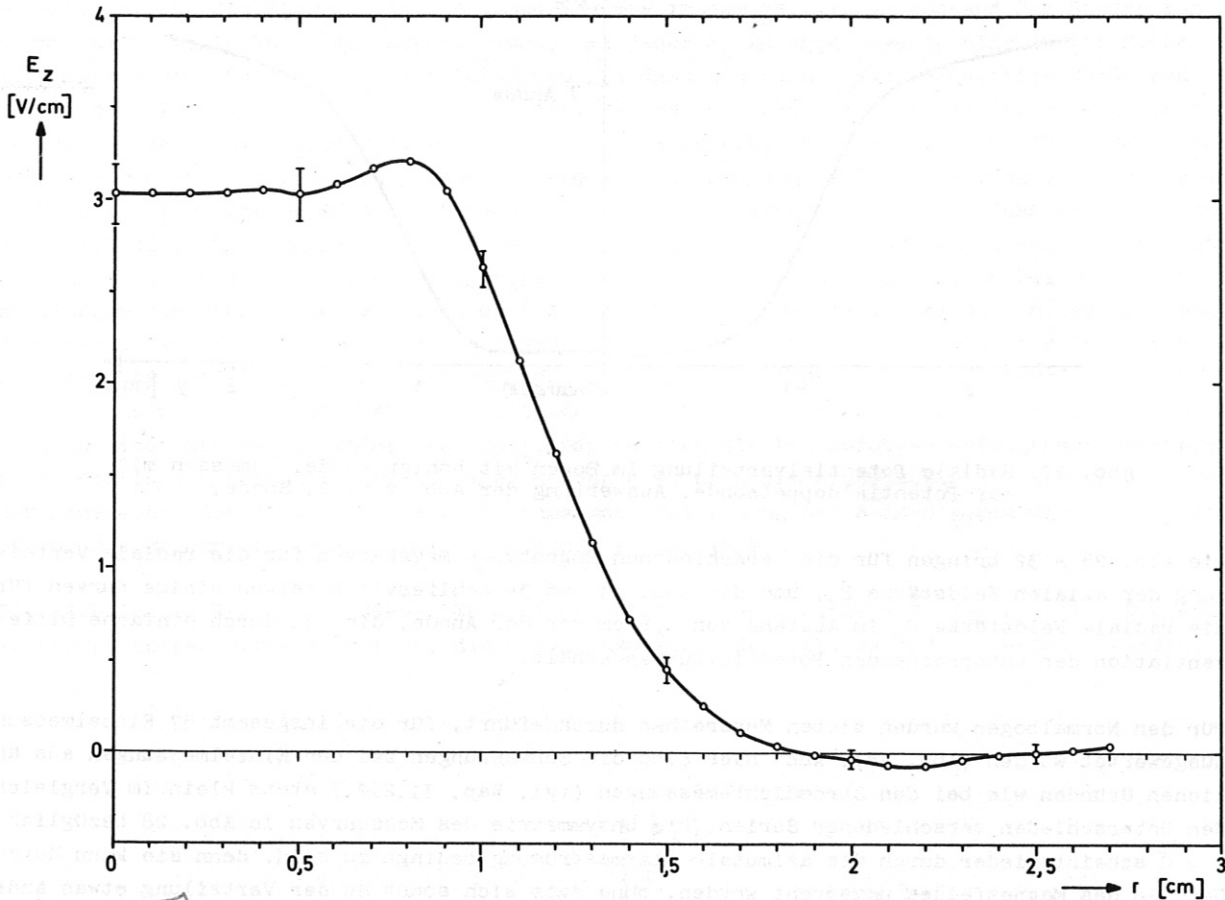


Abb. 29 Die gemessene radiale Verteilung der axialen elektrischen Feldstärke  $E_z$  im Normalbogen. Mittelung aus 7 Messreihen mit 57 Einzelmessungen.

Demnach hat im Normalbogen die axiale elektrische Feldstärke einen Wert von 3,04 V/cm, der bis  $r \approx 0,6$  cm konstant bleibt, dann etwas ansteigt und ab  $r \approx 0,8$  cm zunächst steil, dann immer flacher abfällt und bei  $r \approx 1,8$  auf Null absinkt. Im Gebiet des Abfalls von  $E_z$  sind die Unterschiede zwischen den Messreihen merklich kleiner als im Achsenbereich.

Wenn man die Potentialverteilung der Abb. 26 unter Verwendung der Abb. 29 für den Ort von Kathode und Anode des Bogens extrapoliert - wobei also die Annahme eingeht, die  $E_z$ -Verteilung sei längs des Bogens konstant -, so ergeben sich die Kurven, die in Abb. 26 mit eingezeichnet sind: Auf der Kathodenseite findet man für das Potential auf der Achse etwa den Wert der direkt gemessenen Brennspannung von 55 V. Der Kathodenfall wird also, wenn diese Extrapolation erlaubt ist, klein sein im Gegensatz zum Anodenfall, der hier ca. 15 V beträgt. Aus diesen Kurven geht auch unmittelbar hervor, dass die radiale Feldstärke  $E_r$ , die durch Differentiation der Potentialkurven gewonnen wird, sich längs des Bogens stark ändert. Der Maximalwert von  $E_r$  bei  $y = \pm 1,1$  cm nimmt in dieser Abschätzung von ca. 100 V/cm an der Kathode bis auf 10 V/cm vor der Anode ab. Die in Abb. 33 dargestellten Profile von  $E_r$  stammen aus Messungen, die 6,6 cm vor der Anode mit dem kathodenseitigen Teil der Potentialdoppelsonde aufgenommen wurden.



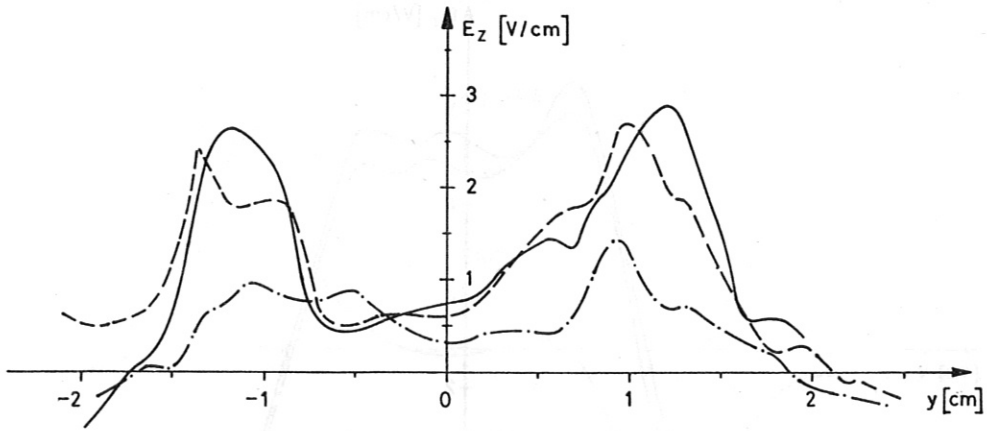


Abb. 30 Messkurven für die axiale elektrische Feldstärke  $E_z$  im Bogen mit hohler Anode. Insgesamt 45 Einzelmessungen.

Der Bogen mit hohler Anode ist auch in Bezug auf das axiale elektrische Feld hohl (Abb. 30). Die Streuung der Messwerte rührt davon her, dass bei der Auswertung stets Differenzen grosser Zahlen gebildet werden müssen. Dennoch ist sicher, dass  $E_z$  bis  $y \approx \pm 0,5$  cm nicht grösser als 1 V/cm wird, weil in diesem Bereich die Messungen am genauesten sind. Den maximalen Wert von knapp 3 V/cm erreicht  $E_z$  erst bei  $y \approx \pm 1,1$  cm - wie  $j_z$  (vgl. Abb. 10) - fällt dann stark ab und wird ab  $y \approx \pm 1,8$  cm offenbar negativ. Das radiale elektrische Feld  $E_r$  erreicht 6,6 cm vor der Anode bei  $y \approx \pm 1,1$  cm einen Wert von 240 V/cm (Abb. 34). Weil  $E_z$  sowohl auf der Achse als auch weit aussen sehr klein ist und weil  $\text{rot } \vec{E} = 0$  sein muss, ergibt sich, dass das Maximum von  $E_r$  längs des Bogens etwa die gleiche Höhe behält, aber von der Anode zur Kathode radial etwas nach aussen wandert. Das Potentialgebirge dieses Bogens gleicht also einer sich von der Anode zur Kathode hin etwas erweiternden Rinne. Durch diese Erweiterung entsteht wegen der Steilheit der Wände bei  $r \approx 1,1$  cm der grösste axiale Potentialgradient, der aber um einen Faktor 100 kleiner ist als der radiale an dieser Stelle. Die Talsohle kann praktisch im ganzen Bogen auf Kathodenpotential bleiben und ist nicht gezwungen, das Potential der Anode zu erreichen, da diese ja hohl ist.

Beim Bogen mit voller Anode, aber einem Kathodenradius  $r_K = 1,15$  cm zeigt  $E_z$  einen ähnlichen radialen Verlauf wie im Normalbogen bei  $r_K = 1$  cm (Abb. 31). (Das Überschwingen in der Bogenmitte stammt von kleinen Unsymmetrien der Potentialkurven, die durch das geschilderte Symmetrierungsverfahren nicht erfasst werden.) Vor allem fällt auf, dass die  $E_z$ -Verteilung trotz der dickeren Kathode nicht breiter geworden ist. Auch das Maximum von  $E_r$  (Abb. 33) ist bei  $y = \pm 1$  cm geblieben.

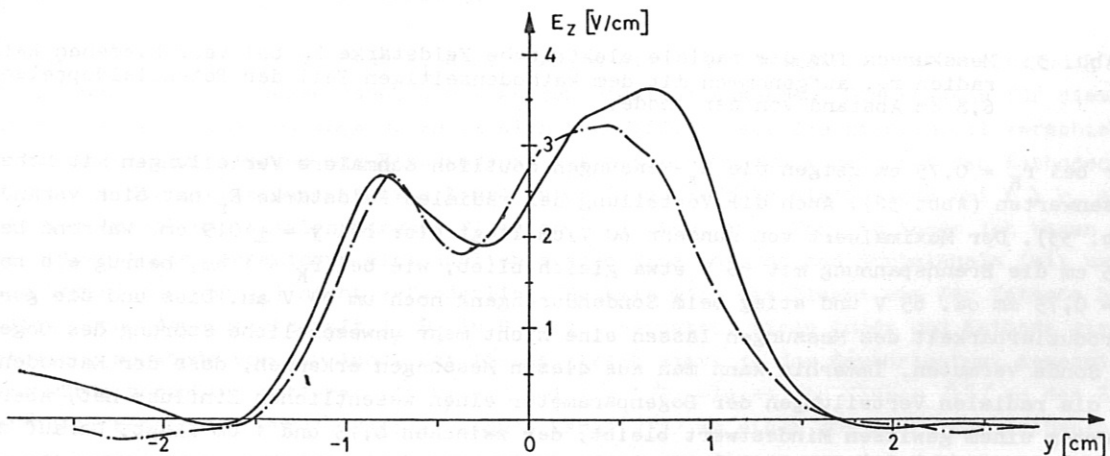


Abb. 31 Messkurven für die axiale elektrische Feldstärke  $E_z$  im Bogen mit voller Anode.  $r_K = 1,15$  cm, insgesamt 23 Einzelmessungen.

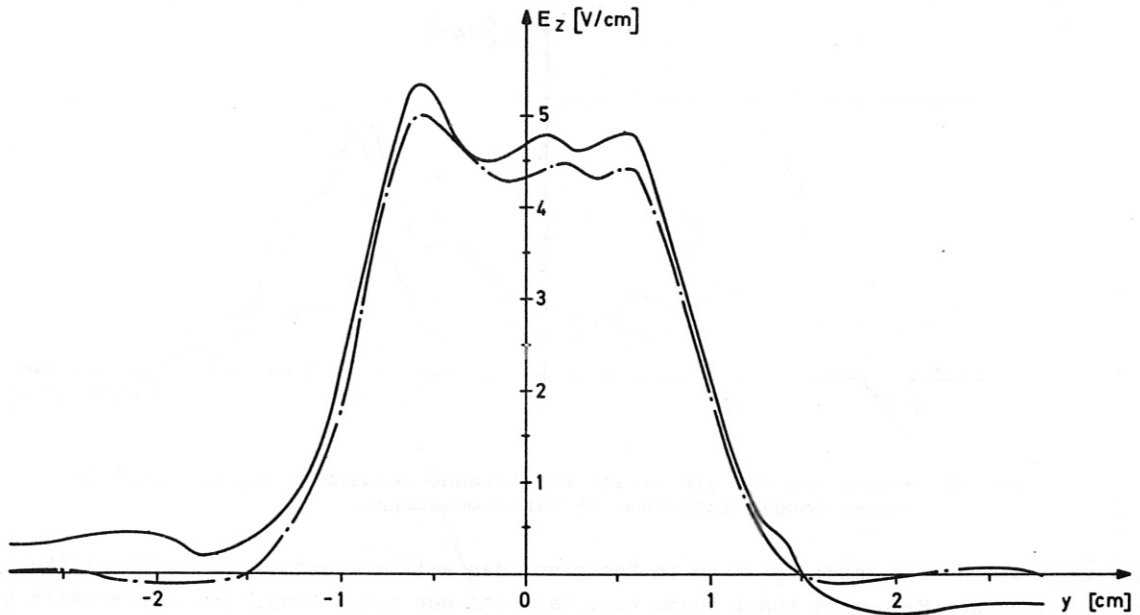


Abb. 32 Messkurven für die axiale elektrische Feldstärke  $E_z$  im Bogen mit voller Anode.  $r_K = 0,75$  cm, insgesamt 20 Einzelmessungen.

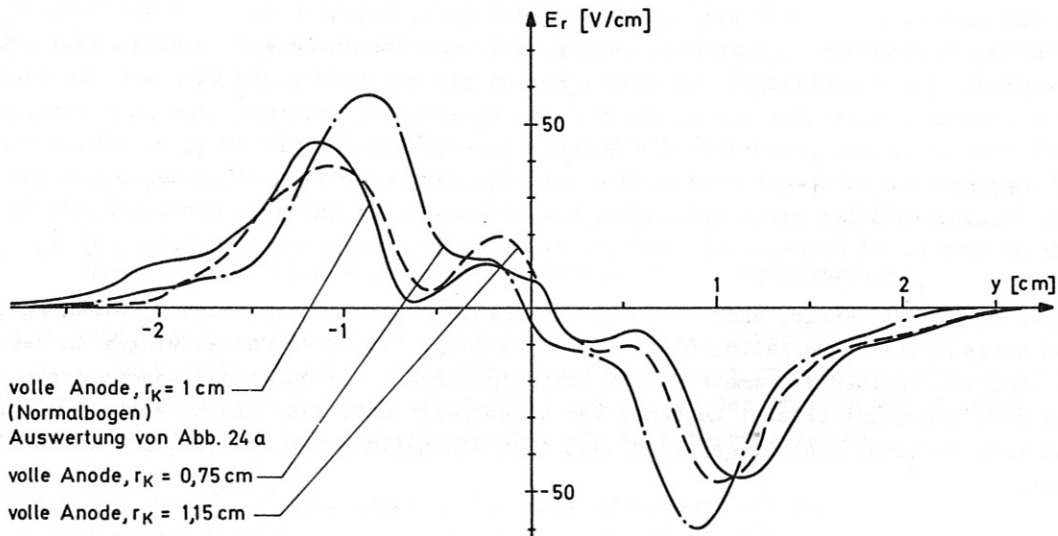


Abb. 33 Messkurven für die radiale elektrische Feldstärke  $E_r$  bei verschiedenen Kathodenradien  $r_K$ , aufgenommen mit dem kathodenseitigen Teil der Potentialdoppelsonde in 6,6 cm Abstand von der Anode.

Aber bei  $r_K = 0,75$  cm zeigen die  $E_z$ -Messungen deutlich schmalere Verteilungen mit höheren Achsenwerten (Abb. 32). Auch die Verteilung der radialen Feldstärke  $E_r$  hat sich verändert (Abb. 33). Der Maximalwert von nunmehr 60 V/cm liegt hier bei  $y = \pm 0,9$  cm. Während bei  $r_K = 1,15$  cm die Brennspannung mit 56 V etwa gleich blieb, wie bei  $r_K = 1$  cm, betrug sie bei  $r_K = 0,75$  cm ca. 65 V und stieg beim Sondendurchgang noch um 25 V an. Dies und die geringere Reproduzierbarkeit des Messungen lassen eine nicht mehr unwesentliche Störung des Bogens durch die Sonde vermuten. Immerhin kann man aus diesen Messungen erkennen, dass der Kathodenradius  $r_K$  auf die radialen Verteilungen der Bogenparameter einen wesentlichen Einfluss hat, aber nur, wenn er unter einem gewissen Mindestwert bleibt, der zwischen 0,75 und 1 cm liegt. Darauf deutet auch hin, dass nach einigen Versuchen auf den dickeren Kathoden unabhängig von  $r_K$  jeweils bei  $r \approx 0,9$  cm ein dunkler Ring (etwa wie Anlauffarben) zu sehen war. Dieser bildet offenbar die Begrenzung

des Kathodenbrennflecks; denn ausserhalb davon treten keinerlei Brennsuren mehr auf. Die Kathode mit  $r_K = 0,75$  cm zeigte jedoch Brennsuren auf ihrer ganzen Vorderfläche.

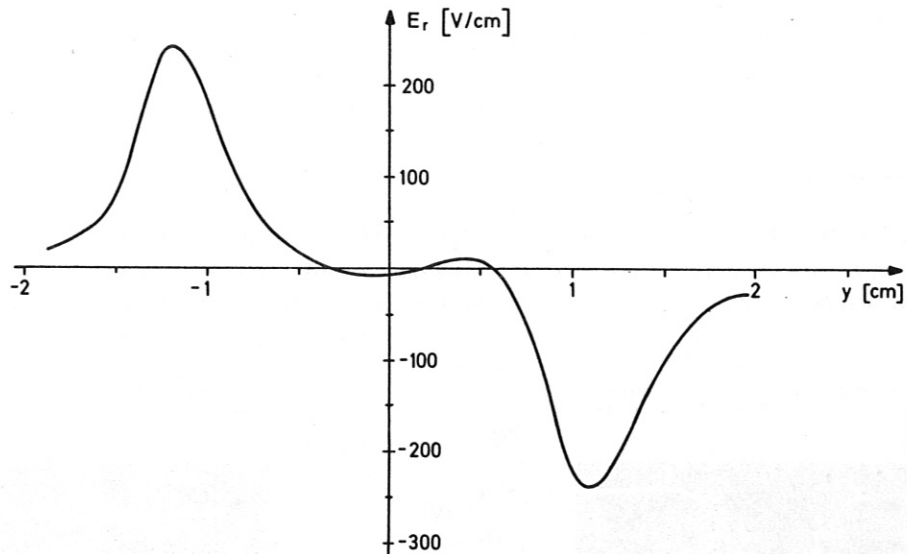


Abb. 34 Messkurve für die radiale elektrische Feldstärke  $E_r$  im Bogen mit hohler Anode. Auswertung der Abb. 25a, 2. Sonde, 6,6 cm vor der Anode.

Bei all diesen Potentialmessungen - wie auch bei /1,16/ - liegt das gemessene Potential der bogenusseren Zonen immer nahe dem Anodenpotential und übersteigt dieses meistens noch um ein paar Volt. Auch die Kathodendüse nimmt stets Anodenpotential an. Diese Auszeichnung der Anode ist zunächst nicht zu verstehen, zumindest nicht im Bogen mit voller Anode, der bezüglich der Elektroden etwa symmetrisch ist. Zur Klärung dienten einige weitere Experimente, bei denen zuerst die Symmetrie der Elektroden vervollständigt wurde: Die Anode wurde auf den gleichen Radius wie die Kathode abgedreht, um auszuschliessen, dass die bogenusseren Zonen entlang von Magnetfeldlinien direkten Kontakt mit der Anode haben. Deshalb wurde diese verkleinerte Anode auch von der Kupferhalterung elektrisch getrennt und die Kupferdüse auf der Kathodenseite durch eine Stenanduse ersetzt, so dass kein elektrisch leitendes Material ausser den Elektroden mehr mit dem Bogen in Beruhung kam. Diese Veränderungen führten gleichzeitig zu einer Verschmutzung des Bogens, vor allem durch die ungekühlten Keramiken, so dass quantitative Vergleiche mit den schon beschriebenen Messungen nicht möglich sind.

In dieser symmetrischen Anordnung konnte nun auch der Bogen selbst umgepolt werden, um eventuelle Einflüsse des Stahlkessels auszuschalten.

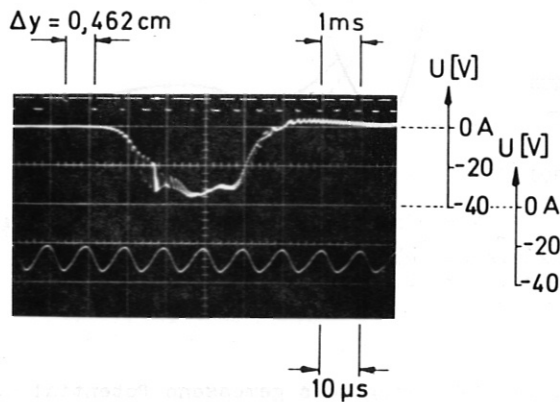
Diese Experimente bewiesen eindeutig, dass auch in einem der Geometrie nach vollständig symmetrischen Bogen die Aussenzonen stets Anodenpotential annehmen. Die Ursache für diesen Effekt ist der Einfluss des angelegten axialen Magnetfeldes auf die prinzipiell verschiedenen Elektrodenmechanismen. Wegen der Einschnürung des stromführenden Kanals auf den Kathodenbrennfleck hat die Stromverteilung radiale Komponenten (sonst könnte nicht sogar bei  $r > r_K$  noch ein erheblicher Anteil des axialen Stromes fliessen, vgl. Abb. 11). Vor der Anode ist wegen des andersartigen Anodenmechanismus eine ähnlich starke Einschnürung des Stromkanals (mit umgekehrtem Vorzeichen von  $j_r$ ) nicht erforderlich. Deshalb wird das Plasma von der Kathode her einseitig durch die Lorentzkraft  $j_r \cdot B_z$  in Rotation versetzt. Wären Anode und Kathode wirklich symmetrisch, so würde vor der Anode das Plasma gleich stark in der Gegenrichtung angetrieben, d.h. es würde versichert rotieren mit  $v_\varphi = 0$  bei  $z = L/2$ , wie es von Klüber /18/ an den Eieruhr-experimenten beobachtet wurde. Dagegen konnte Zankl /17/ an einem dem hier beschriebenen sehr ähnlichen Experiment spektroskopisch nachweisen, dass das Plasma vor der Kathode am schnellsten rotiert und vor der Anode fast ruht. Offenbar wird hier die vor der Kathode angetriebene Rotation des Plasmas nur durch viskose Reibung mit den kalten Aussenzonen und evtl. an der Anode



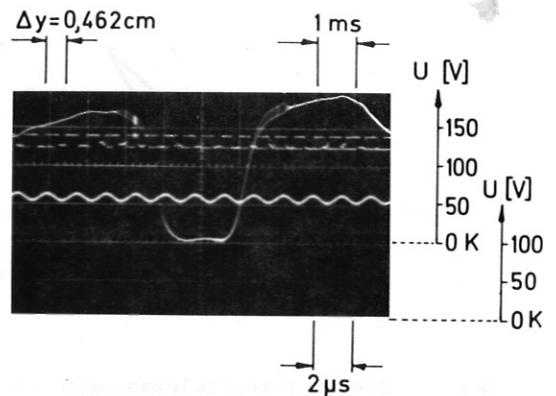
gebremst. Durch die Rotation des Plasmas entsteht eine  $\vec{v} \times \vec{B}$ -EMK in radialer Richtung, die durch ein elektrisches Feld kompensiert wird. Entsprechend der Verteilung von  $v_\varphi$  wird  $E_r$  vor der Kathode am grössten sein und zur Anode hin abfallen (vgl. Abb. 26). Weil aber das axiale elektrische Feld bei grossen Radien verschwindet, muss hier wegen  $\text{rot } \vec{E} = 0$  etwa Anodenpotential herrschen.

#### II.4. Oszillationen

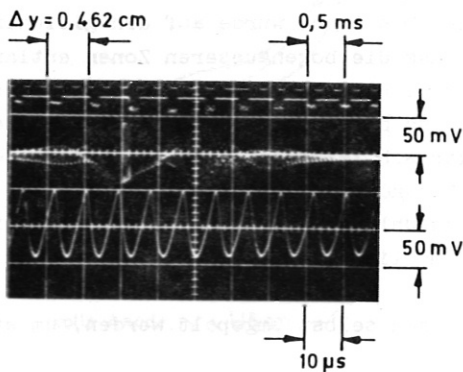
Die Signale sowohl der Spulen- als auch der Potentialsonden waren stets von hochfrequenten Schwankungen überlagert, die bei allen bisher erwähnten Versuchen durch geeignete Filter unterdrückt wurden.



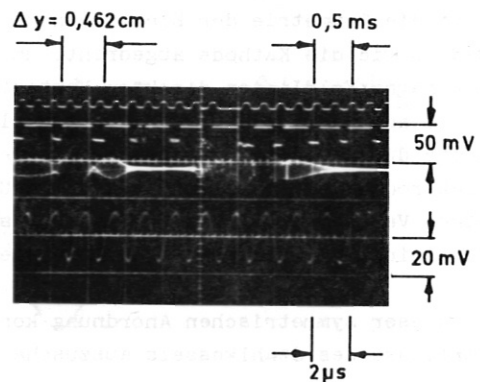
a)



a)



b)



b)

Abb. 35 Schwankungen von Potential und Magnetfeld  $B_\varphi$  im Normalbogen. Die jeweils untere Kurve ist mit grösserer Zeitauflösung zum angedeuteten Zeitpunkt aufgenommen.

- a) Potentialschwankungen
- b) Spulensondensignale für  $\partial B_\varphi / \partial t$

Abb. 36 Schwankungen von Potential und Magnetfeld  $B_\varphi$  im Bogen mit hohler Anode. Die untere Kurve ist mit grösserer Zeitauflösung zum angedeuteten Zeitpunkt aufgenommen.

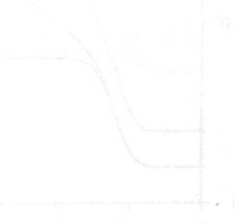
- a) Potentialschwankungen
- b) Spulensondensignale für  $\partial B_\varphi / \partial t$ .

In den Abb. 35 und 36 werden nun einige der Messungen gezeigt, bei denen die Sondensignale ohne Filter direkt vom Oszillografen registriert wurden. Man erkennt, dass die Signale periodisch sind, bei Frequenzen von ca. 100 kHz bzw. 650 kHz. Die Amplituden der Potentialschwankungen betragen bis zu 5 V. Bei den Spulensonden sind die Schwankungen mit ca. 30 mV Amplitude um ein Vielfaches grösser als das niederfrequente Grundsignal (Abb. 7 und 8). Sie haben wegen des Frequenzgangs (Kapitel II.2.1.) der Spulensonden jedoch nur qualitative Bedeutung.

Für den Bogen mit hohler Anode, der ja dem von Döbele /9/ zum Nachweis von Rayleigh-Taylor-Instabilitäten verwendeten Experiment gleicht, werden die hier beobachteten Oszillationen sicher ebenfalls durch diese Instabilitäten verursacht. Rayleigh-Taylor-Instabilitäten entstehen durch die Rotation des Plasmas im axialen Magnetfeld und führen zu einer rillenförmigen Struktur des Bogens, die stabil ist und ebenfalls - aber mit anderer Geschwindigkeit - rotiert. Geschwindigkeit und Modenzahl (Zahl der Rillen) hängen von der Magnetfeldstärke ab. Döbele konnte diesen im Experiment gefundenen Zusammenhang in einer Modellrechnung qualitativ bestätigen. Die hier gemessene Frequenz von 650 kHz bei  $B_z = 10$  kG entspricht den von Döbele beobachteten Frequenzen der Lichtschwankungen. Auch die von Döbele gemessene, bei  $r \approx 1$  cm maximale Rotationsgeschwindigkeit  $v_\varphi \approx 2,8 \cdot 10^6$  cm/sec bei  $B_z = 16$  kG (die nur schwach von  $B_z$  abhängt), passt mit dem hier bei  $B_z = 10$  kG gemessenen Maximalwert von  $2,4 \cdot 10^6$  cm/sec zusammen. Diesen Wert erhält man aus Abb. 34, wenn man  $E_r = v_\varphi \cdot B_z$  setzt (d.h.  $j_r = 0$ ). Die starke r-Abhängigkeit von  $E_r$  deutet aber gleichzeitig darauf hin, dass die Plasmarotation in radialer Richtung nicht starr ist (sonst müsste  $v_\varphi$  bzw.  $E_r$  linear mit  $r$  ansteigen), wie Döbele aus seinen spektroskopischen Aufnahmen geschlossen hatte. Er hatte jedoch darauf hingewiesen, dass diese Aufnahmen auch als nicht starre Rotation interpretiert werden können, falls die beobachteten Linien nur aus einem schmalen radialen Bereich emittiert werden. Gerade das aber scheint in diesem Bogen, dessen Temperatur zur Achse hin wieder abfällt, der Fall zu sein.

Auch für den Bogen mit voller Anode dürften die gemessenen Oszillationen ähnliche Ursachen haben. Das zeigt, dass im Vergleich zur Hohlanode die Frequenzen etwa im gleichen Verhältnis kleiner geworden sind als die mittlere Rotationsgeschwindigkeit (vgl. Abb. 32). Da jedoch sowohl durch die  $E_r$ -Messungen als auch durch direkte (spektroskopische) Messungen von Zankl /17/ gezeigt werden konnte, dass das Plasma dieses Bogens weder in z- noch in r-Richtung starr rotiert, besteht kaum Hoffnung auf eine Deutung der Oszillationsmessungen analog zu Döbeles Modellrechnung. Dabei war u.a. die Annahme völlig starrer Rotation als wesentlich eingegangen.

Es soll deshalb hier nur festgestellt werden, dass die durch radiale Stromkomponenten angefachte Plasmarotation zu Rayleigh-Taylor-Instabilitäten führt, die wiederum Oszillationen von Temperatur und Dichte sowie der Verteilungen von elektrischer Stromdichte und Feldstärke bedingen. Rückwirkungen auf die Gleichgewichtsverteilungen - etwa durch Relaxationseffekte, zusätzlichen Energietransport etc. - sind nicht auszuschließen.



### III. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

Die Grundlage für die Diskussion der Messergebnisse bilden die Berechnungen, die von Raeder und Wirtz /7,8/ für einen Bogen endlicher Länge und mit Elektroden endlichen Durchmessers für Bedingungen durchgeführt wurden, wie sie bei den Experimenten vorliegen. Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind die Verteilungen von Potential, elektrischem Feld, der elektrischen Stromdichte und der Temperatur im ganzen Bogen.

Bei diesen Berechnungen wird zunächst für eine willkürlich vorgegebene Verteilung der Temperatur wie in /7/ die Potentialverteilung im Bogen numerisch berechnet. Für diese Potentialverteilung wird im zweiten Schritt die Energiegleichung des Bogens gelöst, die als Ergebnis eine Temperaturverteilung liefert. Damit wiederum wird die Potentialverteilung neu gerechnet und der ganze Vorgang bis zur Konvergenz wiederholt. Die Ausgangsverteilung beeinflusst nicht das Ergebnis, nur die nötige Zahl der Iterationen.

Folgende wesentliche Annahmen gehen in die Rechnungen ein:

- a) Alle Verteilungen sind rotationssymmetrisch und stationär ( $\partial/\partial\varphi = 0$ ;  $\partial/\partial t = 0$ ).
- b) Die Komponenten des Magnetfeldes in  $r$ - und in  $\varphi$ -Richtung sowie das diamagnetische Feld des Bogens (durch die ambipolare Diffusion und den Nernsteffekt) werden gegen das angelegte Feld vernachlässigt.
- c) Der Druckaufbau im Bogen und die Wärmeleitfähigkeit sollen, wie im zylindersymmetrischen Fall (d.h.  $\partial/\partial z = 0$ ) nur Funktionen der Temperatur sein /5/. Da in der endlich langen Plasmasäule zwar axiale Temperaturgradienten auftreten können, nicht aber Gradienten des Drucks (weil diese parallel zu  $\vec{B}$  sofort durch Strömungen ausgeglichen würden), wurde als für den Druckaufbau massgebend das Temperaturprofil an der heißesten Stelle im Bogen angenommen. Dies erscheint auch deshalb gerechtfertigt, weil im Experiment die massiven Elektroden ein axiales Ausströmen des Plasmas verhindern, so dass sich auf ihnen der Druck "abstützen" kann.

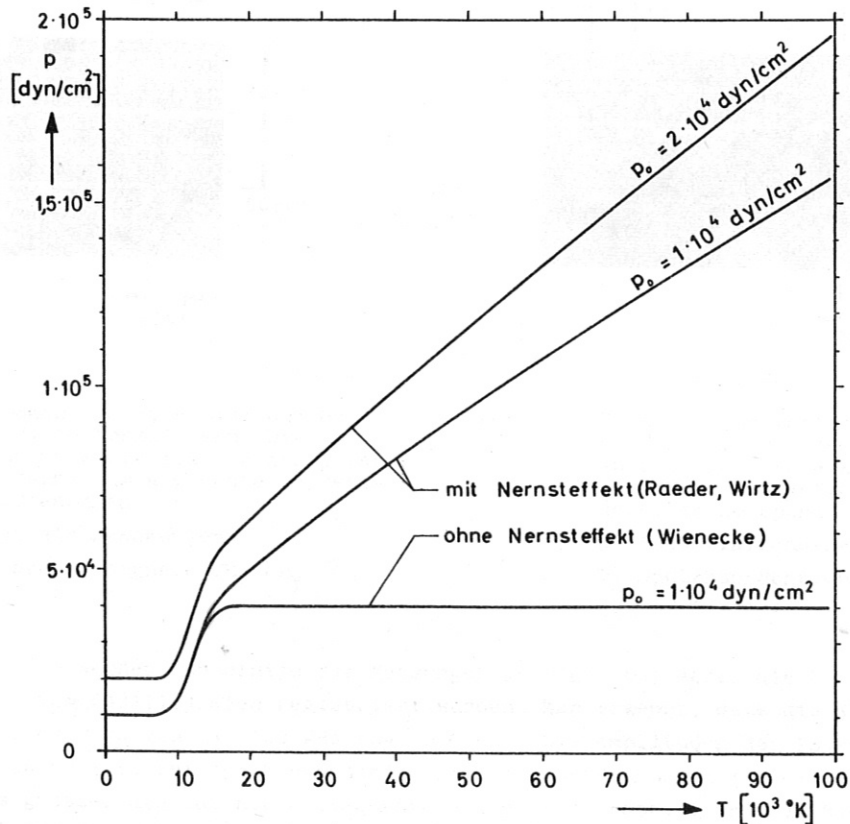


Abb. 37 Die Druckerhöhung im Bogen als Funktion der Temperatur für  $B_z = 10$  kG.



In Abb. 37 ist die nach /5/ berechnete Abhängigkeit des Drucks von der Temperatur für zwei verschiedene Aussendrucke  $p_0$  dargestellt. Die dritte Kurve wurde von Wienecke /10/ ohne Berücksichtigung des Nernsteffekts berechnet. Es sei noch darauf hingewiesen, dass die Annahme von Zylindersymmetrie bei der Berechnung des Druckaufbaus in /5/ weder radiale elektrische Ströme noch eine radiale Massenströmung zulässt. Beides kann jedoch in einem Plasma endlicher Länge auftreten.

d) Aufgrund des Druckaufbaus sowie der Wechselwirkung von elektrischen Strömen mit dem Magnetfeld werden Kräfte auf das Plasma ausgeübt (Gl. (5)). Dadurch entstehen Massenströmungen, die im stark anisotropen Plasma in komplizierter Weise von den Plasmaparametern abhängen.

Um diese Effekte zu berücksichtigen, müsste simultan mit den Gleichungen für das Potential und die Energiebilanz auch die Kraftgleichung (5) (unter Einschluss viskoser Kräfte) gelöst werden. Darauf wurde bei Raeder und Wirtz verzichtet, weil dies den ohnehin schon sehr grossen numerischen Aufwand vervielfachen würde. Jedoch wurde der Einfluss von vorgegebenen Strömungsprofilen untersucht.

e) Das Plasma soll sich an jeder Stelle im lokalen thermischen Gleichgewicht befinden. Das bedeutet, dass Elektronen- und Ionentemperatur gleich sind und dass die Elektronendichte als Funktion der Temperatur durch die Sahagleichung gegeben ist.

f) Die Energieverluste durch Strahlung werden vernachlässigt /6/.

g) Als Randwerte gehen nur die Temperaturen auf den Elektroden und auf der Gefässwand ein. Elektrodenphänomene (z.B. Fallgebiete) werden nicht berücksichtigt.

Allen Berechnungen liegt das Ohm'sche Gesetz zugrunde, wie es z.B. von Braginsky /19/ abgeleitet wurde. Es lässt sich nach /7/ in folgender Form darstellen:

$$\vec{j} = \sigma_1 \vec{E}_{\parallel} + \sigma_2 \vec{E}_{\perp} + \sigma_3 \vec{E}^* \times \frac{\vec{B}}{B} + \beta_1 \nabla_{\parallel} T + \beta_2 \nabla_{\perp} T + \beta_3 \nabla T \times \frac{\vec{B}}{B} \quad (7)$$

mit 
$$\vec{E}^* = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} + \frac{1}{en_e} \nabla p_e \quad (8)$$

und 
$$\sigma_1 = \sigma_{\parallel} = \frac{e^2 n_e \tau_e}{m_e} \quad (9)$$

Die Indizes  $\parallel$  und  $\perp$  deuten an, dass von den entsprechenden Vektoren nur die Komponente parallel bzw. senkrecht zu  $\vec{B}$  zu nehmen ist. Die Koeffizienten  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$ ,  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  und  $\beta_3$  sind Produkte aus  $\sigma_1$  und Polynomen in  $u_e \tau_e$  (Formelsammlung und graphische Darstellungen findet man in /7/). Die restlichen Bezeichnungen haben ihre übliche Bedeutung.

Mit der Annahme, dass auch  $v_p$  nur r-Komponenten hat, findet man für die Komponenten der Gl.(7):

$$j_r = \sigma_2 \left( E_r + v_{\varphi} B_z + \frac{1}{en_e} \frac{\partial p_e}{\partial r} \right) - \sigma_3 v_r B_z + \beta_2 \frac{\partial T}{\partial r} \quad (10a)$$

$$j_{\varphi} = -\sigma_3 \left( E_r + v_{\varphi} B_z + \frac{1}{en_e} \frac{\partial p_e}{\partial r} \right) - \sigma_2 v_r B_z - \beta_3 \frac{\partial T}{\partial r} \quad (10b)$$

$$j_z = \sigma_1 E_z + \beta_1 \frac{\partial T}{\partial z} \quad (10c)$$

Da für die hier untersuchten Bedingungen der Term  $\beta_1 \frac{\partial T}{\partial Z}$  in Gl. (10c) stets sehr klein im Vergleich zu  $\sigma_1 E_Z$  ist (ausser unmittelbar vor den Elektroden), kann man aus der Kenntnis von  $j_Z$  und  $E_Z$  die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma_1$  und daraus die Temperatur bestimmen, da  $\sigma_1$  eine gut bekannte Funktion der Temperatur ist (Abb. 38). Die Temperaturabhängigkeit des Drucks muss dabei gemäss Abb. 37 berücksichtigt werden.

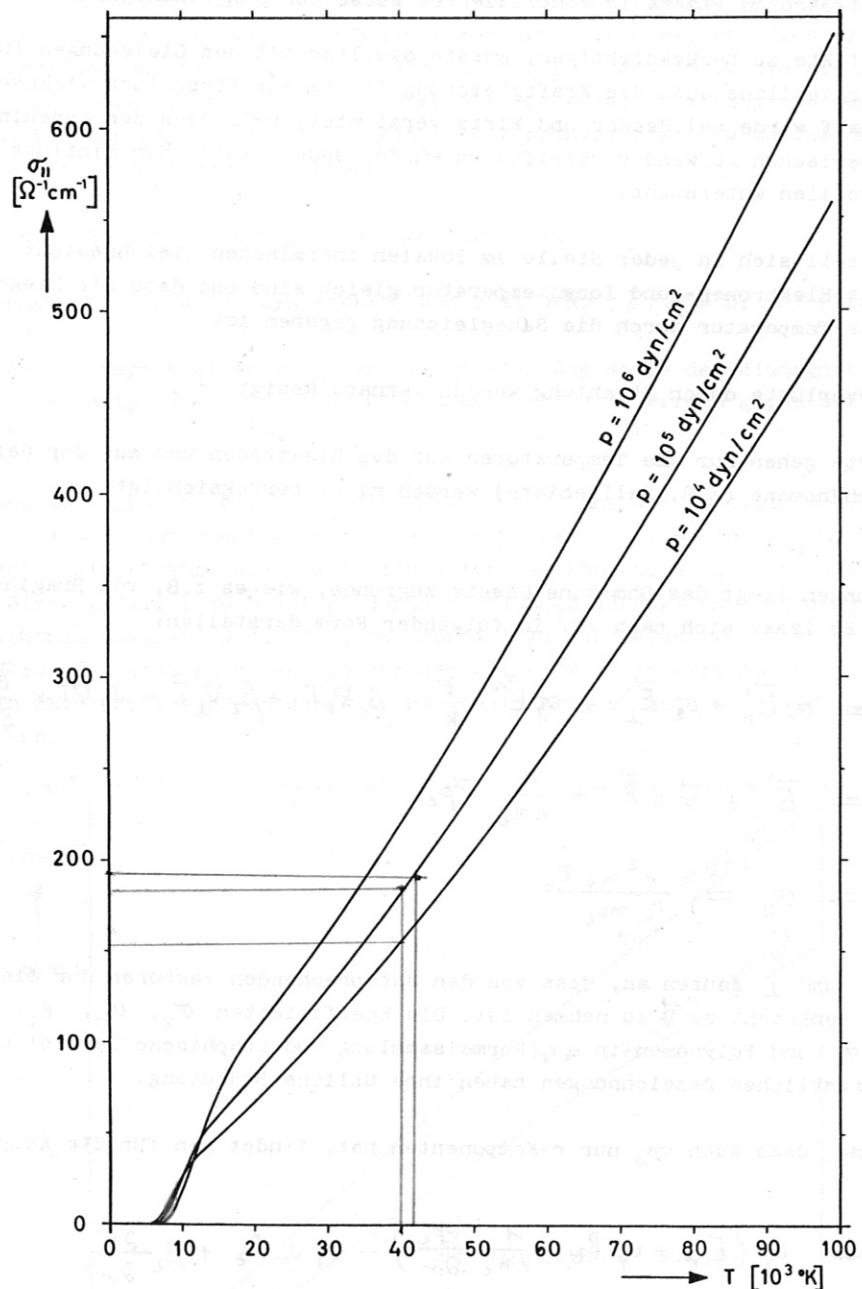


Abb. 38 Die elektrische Leitfähigkeit parallel zum Magnetfeld in Wasserstoff für verschiedene Drucke; Werte von Devoto /21/ bei  $T < 20\,000 \text{ }^\circ\text{K}$  und nach Braginsky /19/ bei  $T > 20\,000 \text{ }^\circ\text{K}$ .

Diese Auswertung wurde mit den Messergebnissen des Normalbogens ( $j_z$  aus Abb. 11,  $E_z$  aus Abb. 29) durchgeführt. Das ergab die in Abb. 39 gezeigte Temperaturverteilung.

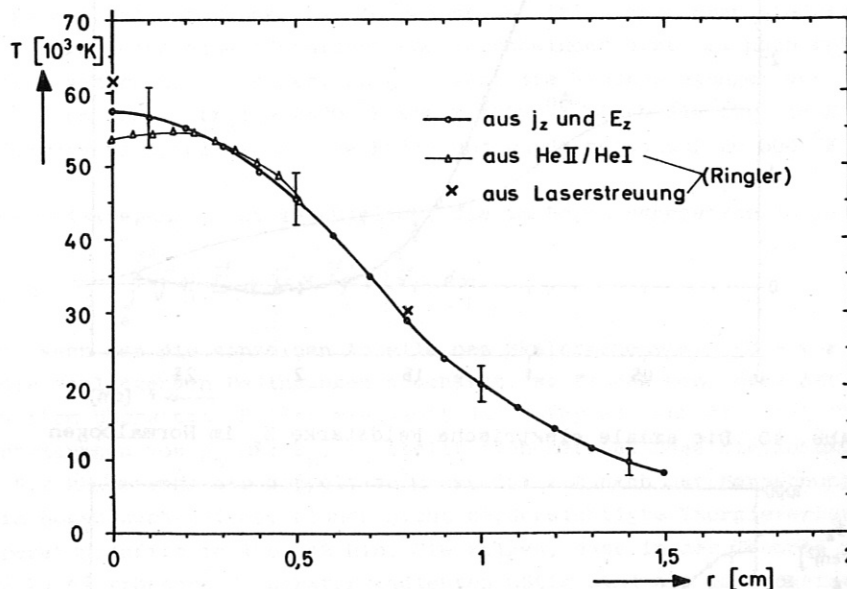


Abb. 39 Die Temperaturverteilung im Normalbogen, gemessen mit verschiedenen Verfahren.

Mit eingezeichnet sind dabei die Ergebnisse zweier Experimente von Ringler /13,20/, ebenfalls an einem Normalbogen (d.h. mit gleicher Elektrodenanordnung und denselben Werten für Druck, Magnetfeld etc.) gemessen. Zwei dieser Messpunkte wurden durch  $90^\circ$ -Streuung von Laserlicht gewonnen, die anderen aus dem Intensitätsverhältnis einer HeII- zu einer HeI-Spektrallinie (hierfür wurden dem Bogen ca. 5 % Helium zugesetzt, siehe z.B. /1/). Die achsennahen Werte dieser letztgenannten Messmethode sind wegen der bekannten Schwierigkeiten bei der "Abelinversion" von Spektrallinien relativ ungenau. Ausserdem sind Abweichungen von den wirklichen Temperaturen wegen der Verschleppung der Ionisation durch Teilchenströme zu erwarten /22,23/. Andererseits wird auch die Temperaturbestimmung aus den Sondenmessungen bei  $r > 1,2$  cm kritisch, weil hier  $j_z$  schon sehr klein ist.

Die Resultate der verschiedenen Messmethoden stimmen sehr gut überein. Demnach hat der Normalbogen auf der Achse eine Temperatur um  $57\ 000 \text{ }^\circ\text{K}$ , die nach aussen mit relativ kleinem Gradienten abfällt und bei  $r = 1$  cm (Kathodenradius) noch ca.  $20\ 000 \text{ }^\circ\text{K}$  beträgt.

Diese Temperaturverteilung und auch die Messungen von  $j_z$  und  $E_z$  sollen im folgenden den für die spezielle Geometrie des Normalbogens durchgeführten Berechnungen von Raeder und Wirtz /8/ gegenübergestellt werden. Die berechneten radialen Verteilungen wurden für dieselbe z-Ebene genommen, in der sich im Experiment die Sonde bewegt. (Die z-Abhängigkeit der Resultate ist im grössten Teil des Bogens ohnehin sehr gering.)



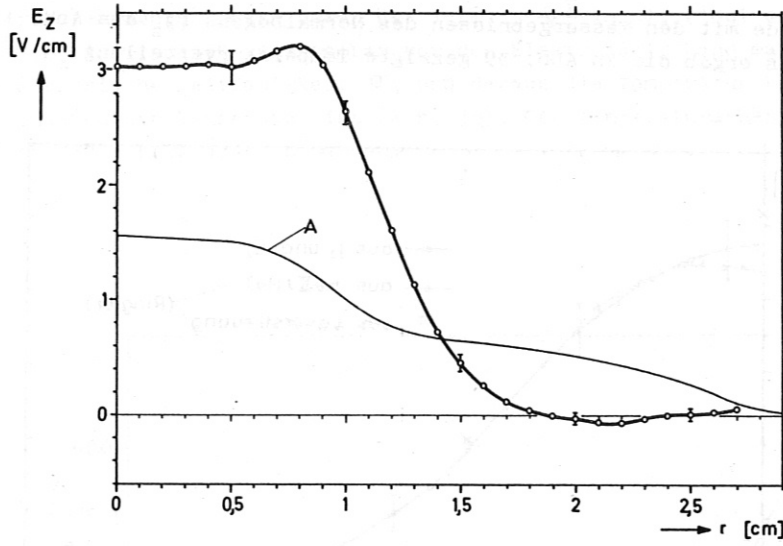


Abb. 40 Die axiale elektrische Feldstärke  $E_z$  im Normalbogen

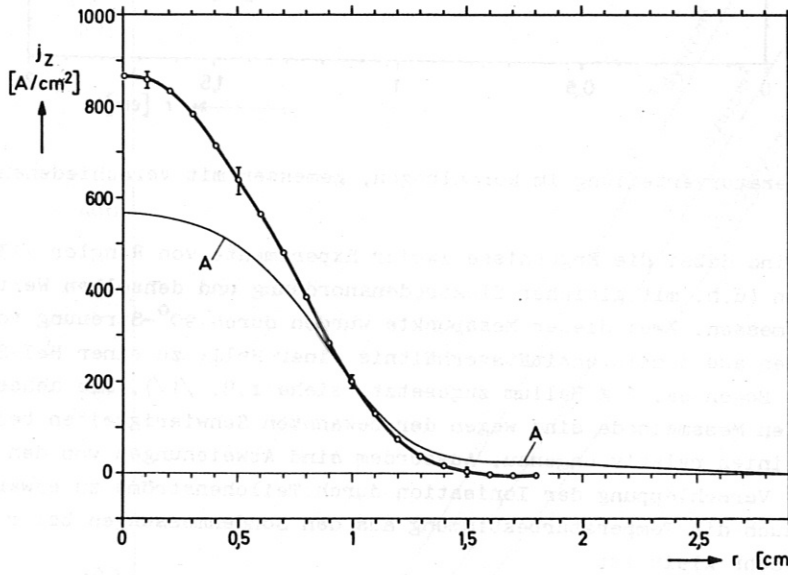


Abb. 41 Die axiale elektrische Stromdichte  $j_z$  im Normalbogen

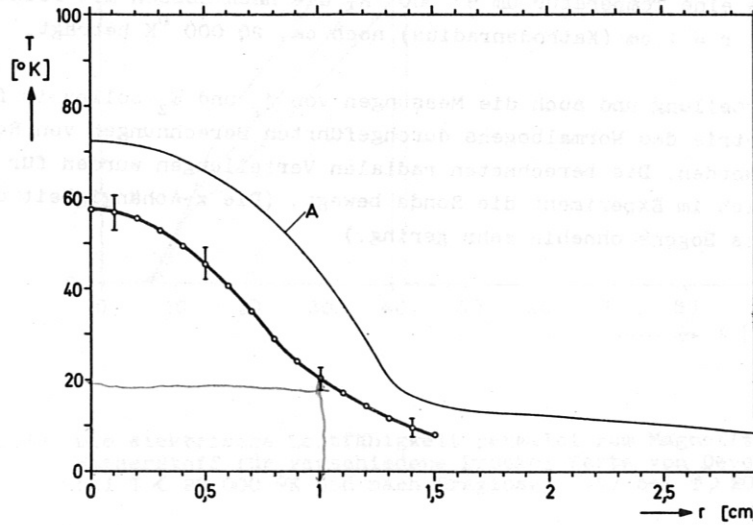


Abb. 42 Die Temperatur im Normalbogen

- Sondenmessungen  $L = 5,2 \text{ kW/cm}$
- A Rechnung von Raeder und Wirtz /8/.  $L = 2,12 \text{ kW/cm}$

Die Kurven A in den Abb. 40 - 42, die für ein ruhendes Plasma berechnet wurden, stimmen höchstens qualitativ mit den Messungen überein. Immerhin fallen alle Kurven mit wachsendem Radius ab und gehen schon weit vor dem Wandradius  $r_W = 6$  cm gegen Null. Erhebliche Unterschiede erkennt man jedoch speziell in Abb. 40 bei der Verteilung von  $E_z$ . Auf der Achse ist die berechnete Feldstärke nur halb so gross wie die gemessene, fällt dann aber viel langsamer ab, zeigt bei  $r \approx 1,5$  cm sogar noch eine "Schulter" und verschwindet erst bei noch grösseren Radien. Die Rechenergebnisse ändern sich nur geringfügig, wenn die Randbedingungen variiert werden, z.B.  $r_W = 4$  cm oder 8 cm, bzw.  $T(r_W) = 2800$  °K statt  $1000$  °K. Auch die für die Elektrodenoberfläche angenommene Temperatur spielt kaum eine Rolle und wurde meist auf  $20\ 000$  °K gesetzt.

Zur Klärung der Diskrepanzen ist es nützlich, die im Bogen umgesetzte Joule'sche Wärme

$$L = \int_0^{\infty} \vec{j} \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot 2\pi r \, dr \quad (11)$$

zu betrachten. Wenn man die einzelnen Anteile des Skalarprodukts  $\vec{j} \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$  mit Hilfe der Gl.(10) für die vorliegenden Bedingungen abschätzt, so findet man, dass der Term  $j_z E_z$  alle anderen bei weitem überwiegt. Bildet man damit das Integral nach Gl. (11) für berechnete und gemessene Verteilungen von  $j_z$  und  $E_z$ , so stellt sich heraus, dass die im Experiment zugeführte Leistung mit  $5,2$  kW/cm mehr als doppelt so gross ist als nach der Berechnung ( $2,12$  kW/cm). Offenbar gibt es im Bogen zusätzliche, bisher nicht berücksichtigte Energieverluste. Darauf deuten auch die Temperaturprofile in Abb. 42 hin. Sie zeigen, dass in der Theorie zum radialen Abtransport von  $2,12$  kW/cm grössere Temperaturgradienten nötig sind als im Experiment für den Transport von  $5,2$  kW/cm.

Es gibt bisher keine eindeutigen experimentellen Anhaltspunkte für den Mechanismus dieser Verluste. Man könnte z.B. eine Anomalie der Wärmeleitfähigkeit  $K_{\perp}$  vermuten. Für eine Abschätzung wurde deshalb  $K_{\perp}$  aus dem gemessenen Temperaturprofil sowie den Verteilungen von  $j_z$  und  $E_z$  nach der Elenbaas-Heller'schen Differentialgleichung (vgl. z.B. /6/) berechnet. Diese Werte sind zum Teil um einen Faktor 10 grösser als die von Raeder und Wirtz /5/ angegebenen. Ähnliche Abschätzungen bei den Experimenten von Mahn, Ringler und Zankl /1/ hatten jedoch erheblich niedrigere Werte für  $K_{\perp}$  ergeben (was sich durch ein viel steileres Temperaturprofil bei etwa gleicher Heizung ausdrückt). Die beiden Experimente unterscheiden sich nur durch die Geometrie der Elektroden. Deshalb ist statt einer Anomalie von  $K_{\perp}$  eher zu erwarten, dass die zusätzlichen Energieverluste durch Plasmaströmungen hervorgerufen werden, die - wie wir wissen - stark von der Bogengeometrie abhängen. Das gilt allerdings auch für die Ausbildung von Rayleigh-Taylor-Instabilitäten (vgl. Kapitel II.4.), die möglicherweise ebenfalls zum Energietransport beitragen.

Leider ist aus Experimenten nur wenig über Strömungen und ihre Geschwindigkeiten im Plasma bekannt, abgesehen von einigen  $v_y$ -Messungen /1,9,17,18/ und einer Abschätzung für  $v_z$  bei /1/. Ihre möglichen Einflüsse kann man deshalb nur mit stark vereinfachenden Annahmen abschätzen.

So könnte etwa eine axiale Strömung in den Aussenzonen des Bogens diese kühlen, indem sie die von der Achse her zugeführte Wärme in Richtung auf eine der Elektroden abtransportiert. Dadurch würde ein steilerer radialer Temperaturgradient aufrechterhalten, der wiederum einen stärkeren radialen Energieverlust zur Folge hätte als im Fall ruhenden Plasmas. Diese Verhältnisse - sie sind denen bei einem wandstabilisierten Bogen ähnlich - wurden bei einer speziellen Rechnung von Raeder und Wirtz dadurch simuliert, dass der Wandradius sehr stark verkleinert wurde (bis  $r_W = 1,7$  cm). Dabei ergaben sich zwar höhere Leistungen, aber die Verteilungen von  $j_z$ ,  $E_z$  und  $T$  entfernten sich so weit von den Messkurven, dass eine Erklärung der Diskrepanzen durch axiale Strömungen nicht - oder jedenfalls nicht durch sie allein - plausibel erscheint.

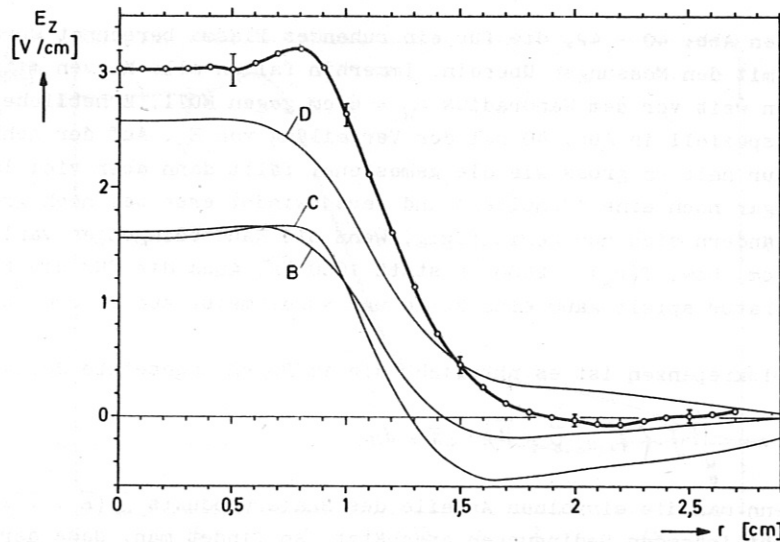


Abb. 43 Die axiale elektrische Feldstärke  $E_z$  im Normalbogen

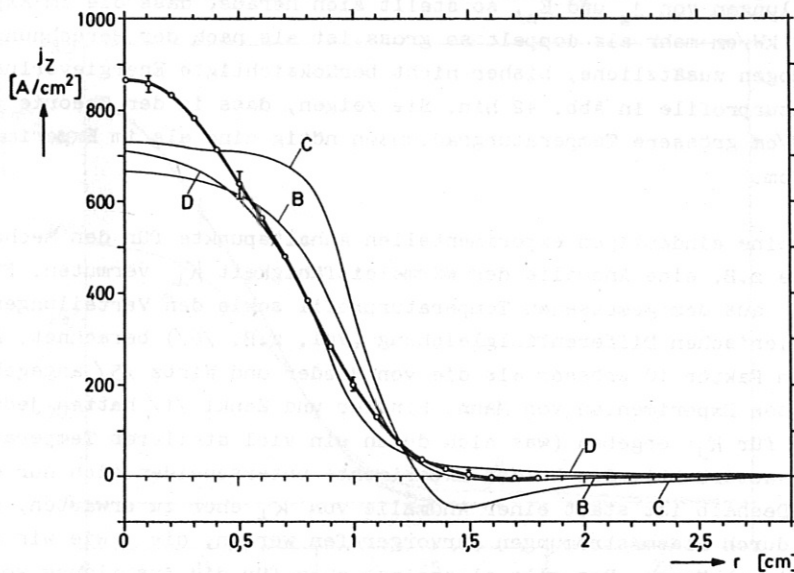


Abb. 44 Die axiale elektrische Stromdichte  $j_z$  im Normalbogen

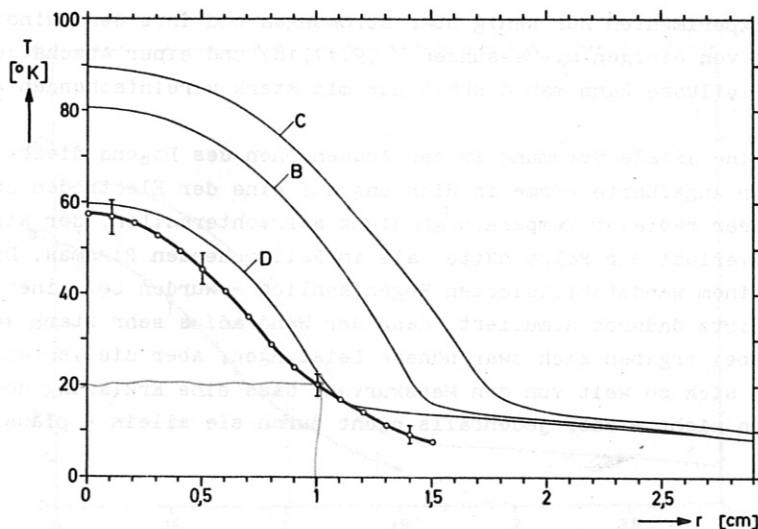


Abb. 45 Die Temperatur im Normalbogen

○ Sondenmessungen $L = 5,2 \text{ kW/cm}$	B mit $v_{y \text{ max}} = 5 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$	$L = 2,72 \text{ kW/cm}$
B, C, D Rechnungen von Raeder u. Wirtz /8/.	C mit $v_{y \text{ max}} = 1 \cdot 10^6 \text{ cm/sec}$	$L = 3,62 \text{ kW/cm}$
	D mit $v_{y \text{ max}} = 5 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$	
	und $v_{r \text{ max}} = 7 \cdot 10^3 \text{ cm/sec}$	$L = 3,84 \text{ kW/cm}$



Die Messungen von Klüber /18/ und die Potentialrechnungen in /7/ hatten schon gezeigt, dass eine azimuthale Plasmaströmung, d.h. eine Rotation der Bogensäule die  $E_z$ -Verteilung stark beeinflusst. Für die Berechnung der Kurven B, C und D in den Abb. 43 - 45 wurde eine einfache Verteilung von  $v_\varphi$  in der Bogensäule angenommen. Vor der Kathode soll  $v_\varphi$  die in Abb. 46 gezeigte Verteilung haben, die der Form nach den Messungen von Zankl /17/ entspricht. Der Maxi-

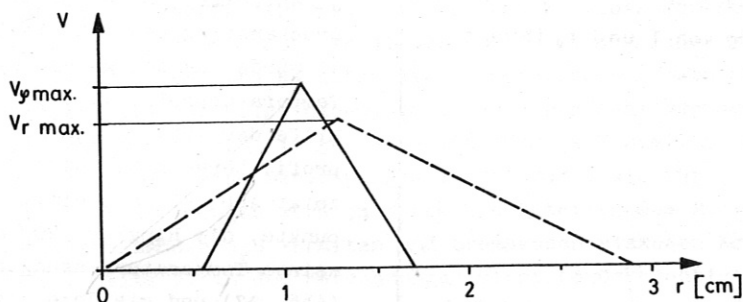


Abb. 46 Die für die Berechnung angenommenen radialen Verteilungen von azimuthaler und radialer Strömungsgeschwindigkeit.

malwert  $v_{\varphi \max}$  liegt bei  $r \approx 1,1$  cm. Zur Anode hin nimmt  $v_\varphi$  linear mit  $z$  ab, so dass dort  $v_\varphi = 0$  ist. Bei den Kurven B und D wurde  $v_{\varphi \max} = 5 \cdot 10^5$  cm/sec gesetzt; bei C ist  $v_{\varphi \max} = 1 \cdot 10^6$  cm/sec. Es zeigt sich, dass  $E_z$  bei  $r = 0$  sich kaum ändert, nun jedoch ab  $r \approx 0,8$  cm plötzlich abfällt - ähnlich wie im Experiment - und bei C sogar negativ wird. Die entsprechenden negativen Stromdichten müssen - weil der Gesamtstrom stets 1800 A beträgt - durch eine grössere positive Stromdichte ausgeglichen werden (Abb. 44). Deshalb ergibt sich eine höhere Leistung von 3,62 kW/cm, die aber auch die Temperaturen insgesamt viel grösser werden lässt.

Das zeigt, dass eine Rotation des Bogens wohl die Ursache für den beobachteten steilen Abfall des axialen elektrischen Feldes ist, dass sie aber die gemessenen hohen Energieverluste ebenfalls nicht erklären kann.

Weiterhin wurde untersucht, wie eine eventuell vorhandene radial nach aussen gerichtete Plasmaströmung sich auswirken könnte. Nach der Kontinuitätsgleichung muss damit für den stationär brennenden Bogen ein axialer Zustrom verbunden sein. Dieser kann z.B. an der Kathode erfolgen, weil die hier auftretende radiale elektrische Stromdichte zusammen mit dem Eigenmagnetfeld des Bogenstroms eine Lorentzkraft  $j_r B_\varphi$  bewirkt, die axial auf die Anode gerichtet ist. Vor der massiven Anode staut sich die dadurch angetriebene Strömung, was zu einem Druckanstieg im Bogen und zu radialer Abströmung führt. Bei ihren Berechnungen haben Raeder und Wirtz verschiedene Verteilungen von  $v_r$  angesetzt und die resultierenden Enthalpieströme (ohne Berücksichtigung von Ionisations- und Dissoziationsenergien, die erst bei Temperaturen unter  $10\ 000^\circ\text{K}$  wichtig werden) in die Energiebilanz mit einbezogen. Da über die wirkliche Verteilung von  $v_r$  im Bogen nichts bekannt ist, sollten diese Berechnungen nur qualitativ klären, ob es überhaupt Verteilungen von  $v_r$  gibt, die die Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment vermindern und dabei noch physikalisch vernünftige Werte haben. Deshalb wurde bei diesen Berechnungen auch die Kühlung des Bogens durch das axial nachströmende Gas ausser Acht gelassen; ausserdem wurden der Druckaufbau und die Wärmeleitfähigkeit wieder nach /5/ als reine Temperaturfunktionen angenommen, obwohl beides unter der Voraussetzung  $v_r = 0$  und  $j_r = 0$  abgeleitet wurde.

In Abb. 46 ist die Verteilung von  $v_r$  mit eingezeichnet (mit  $v_{r \max} = 7 \cdot 10^3$  bei  $r = 1,3$  cm,  $\partial v_r / \partial z = 0$ ), die zu den Kurven D in den Abb. 43 - 45 führt. (Weitere Ergebnisse für andere Profile von  $v_r$  sind in /8/ angegeben.) Angesichts dieser so groben Annahmen muss die Annäherung der Kurven D an die Messkurven geradezu überraschen. Auch die Leistung pro cm Bogenlänge von 3,84 kW/cm kommt der wirklichen Leistung von 5,2 kW/cm schon erheblich näher; die Übereinstimmung könnte durch Veränderungen an der  $v_r$ -Verteilung noch weiter verbessert werden. Das zeigt, dass radiale Strömungen mit relativ kleinen Strömungsgeschwindigkeiten schon ganz erheblichen Einfluss auf den Energieumsatz im Bogen haben.

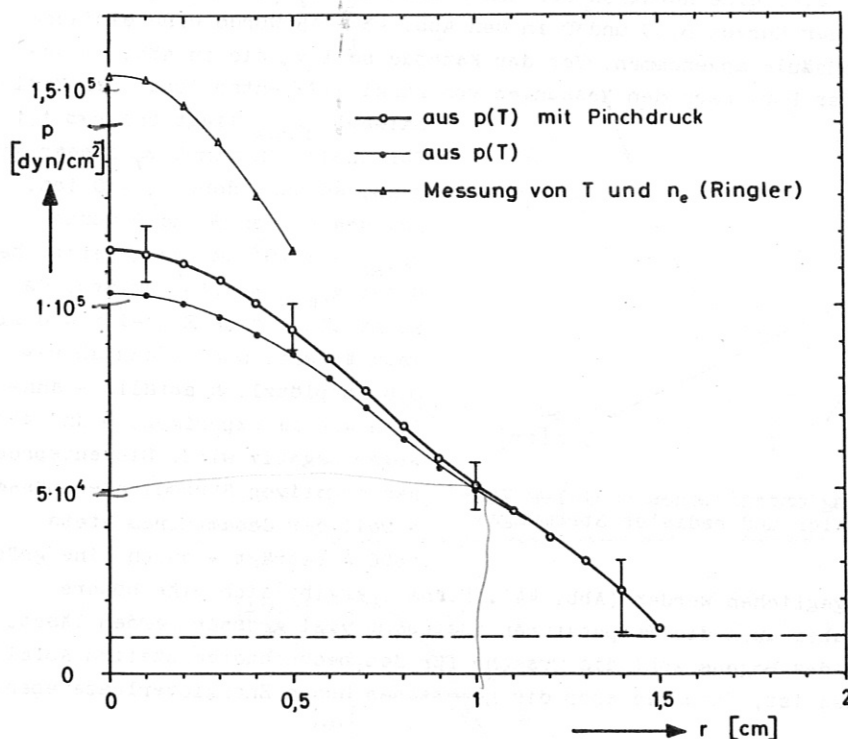


Abb. 47 Die radiale Verteilung des Drucks im Normalbogen

Unterschied kaum. Dieser höhere Druck zieht natürlich weitere Effekte nach sich, denn der Wert von  $\omega\tau$  für die Elektronen nimmt von 12,5 auf 8 ab, wenn bei einer Temperatur von 55 000 °K der Druck  $1,5 \cdot 10^5$  dyn/cm<sup>2</sup> statt  $1 \cdot 10^5$  dyn/cm<sup>2</sup> beträgt.

Die Ursache für den hohen Druck im Bogen kann, wie gesagt, die radiale Strömung sein, zumal die wichtige Voraussetzung bei der Berechnung des Druckaufbaus, nämlich dass  $v_r = 0$  und  $j_r = 0$  sein soll, hier offensichtlich nicht erfüllt ist. Deshalb ist selbst qualitativ kaum abzuschätzen, in welcher Weise die Existenz radialer und axialer Massenströmungen sowie radialer elektrischer Ströme den Druckaufbau beeinflusst.

Die Berechnungen haben gezeigt, dass einer der wichtigsten Parameter für die erreichbare Temperatur in einem Lichtbogen mit achsenparallelem Magnetfeld der Radius der kleineren Elektrode (hier der Kathode) ist. Mit dünneren Kathoden sollten die Verteilungen von  $j_z$  und  $E_z$  schmalere und die Temperatur erheblich höher werden. Die Experimente zeigen zwar in der Tat etwas schmalere Profile für  $j_z$  und  $E_z$  (Abb. 10 und 32); wenn man daraus aber - ähnlich wie für den Normalbogen in Abb. 39 - ein Temperaturprofil berechnet, so findet man eine kaum schmalere Verteilung, jedoch deutlich niedrigere Achsenwerte als im Normalbogen, obwohl die umgesetzte Leistung hier 7,1 kW/cm beträgt. Die Genauigkeit ist dabei allerdings viel geringer, bedingt durch die geringere Zahl von Messungen und die Störung des Bogens durch die Sonden (vgl. Kapitel II.2.2. auf Seite 8). In diesem Bogen fließen in der Sondenebene etwa 30 % des axialen Stromes ausserhalb der durch den Kathodendurchmesser bestimmten magnetischen Flussröhre gegenüber 15 % im Normalbogen. Dementsprechend werden auch die radialen Stromdichten grösser sein und damit die Kraft  $j_r B_\varphi$ , die die axiale Strömung antreibt. Deshalb ist denkbar, dass in einem Bogen mit kleinerer Kathode aufgrund der höheren radialen Stromdichten schnellere radiale Massenströmungen auftreten, die zu einer stärkeren Kühlung des Bogens und höherem Energieumsatz führen. Solche Strömungseffekte können also die Wirkung einer Elektrodenverkleinerung wieder aufheben.

Mit den Strömungen ist auch der Druckaufbau im Bogen eng verknüpft. Nach Gl. (10b) ergibt eine radiale Strömung eine  $\vec{v} \times \vec{B}$ -EMK  $v_r B_z$ , die einen azimuthalen elektrischen Strom  $j_\varphi$  antreibt, der wiederum einen Druckanstieg bewirkt. In Abb. 47 wurde aus dem gemessenen Temperaturprofil Abb. 39 mit Hilfe der Abb. 37 ein Druckprofil berechnet. Ausserdem zeigt Abb. 47 noch einige Messpunkte, die Ringler /20/ aus seinen Temperaturmessungen (Abb. 37) und gleichzeitigen Elektronendichtemessungen erhielt (mit  $p = 2 n_e kT$ ). Selbst bei grosszügigen Annahmen über die Messfehler ist festzustellen, dass der Druck im Bogen offenbar noch grösser ist, als die Berechnung für  $p(T)$  erwarten lässt. Die Berücksichtigung des Pinchdrucks (der aus der Messung von  $B_\varphi$  bzw.  $j_z$  ermittelt wurde) verkleinert den

Die Experimente hatten ausserdem gezeigt, dass eine Vergrösserung des Kathodenradius über einen bestimmten Wert - nämlich den Radius des Brennflecks - hinaus den Bogen praktisch nicht mehr verändert. Damit soll angedeutet werden, dass die von der Theorie erwartete Abhängigkeit von den Elektrodenradien im Prinzip zwar besteht, jedoch durch Phänomene vor den Elektroden - radiale elektrische Ströme bzw. Brennfleckbildung - möglicherweise stark modifiziert werden kann.

Auch die Geometrie der Anode hat starken Einfluss auf den Bogen, wie aus den Messungen mit hohler Anode hervorgeht. In diesem Fall muss der ganze Strom radial in die Anode eintreten. Die dadurch bedingte Rotation des Plasmas führt zu starken radialen elektrischen Feldern, die andererseits zur Folge haben, dass auf der Bogenachse das axiale Feld  $E_z$  verschwindet. Deshalb entsteht die in Abb. 10 gezeigte rohrförmige Verteilung der axialen Stromdichte. Für diese Geometrie wurden keine Berechnungen in der Form, wie für den Normalbogen beschrieben, durchgeführt. Dieser "hohle" Bogen wird ja durch die Rotation des Plasmas und diese durch die Wechselwirkung von antreibenden  $j_r B_z$ -Kräften und bremsenden viskosen Kräften bestimmt, die gemäss Voraussetzung d) auf Seite 27 in den Berechnungen nicht berücksichtigt werden. Doch haben Raeder und Wirtz bei einer ihrer Potentialrechnungen in /7/ für ein Plasma mit einer vom Radius unabhängigen Temperatur von 50 000 °K eine z-unabhängige Rotation (mit  $v_{y \max} = 10^6$  cm/sec bei  $r = r_K = 1$  cm) vorgegeben. Damit fanden sie eine radiale Verteilung von  $E_z$ , die der gemessenen (Abb. 30) qualitativ sehr ähnlich sieht und insbesondere den typischen Abfall von  $E_z$  zur Achse hin zeigt. Eine Andeutung dieses Abfalls ist übrigens auch für den Normalbogen in Abb. 44 zu erkennen, sowohl bei der Messkurve als auch bei Kurve C. Bei deren Berechnung war für  $v_{y \max}$  der grösste, dem Experiment am besten entsprechende Wert eingesetzt worden.

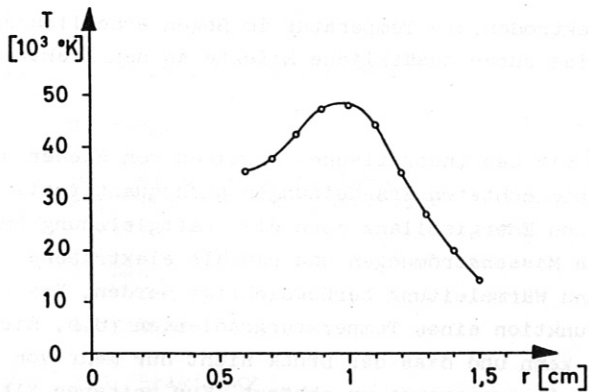


Abb. 48 Radiale Temperaturverteilung im Bogen mit hohler Anode, bestimmt aus den gemessenen Verteilungen von  $j_z$  (Abb. 10) und  $E_z$  (Abb. 30)

Die Messungen hatten verschiedene Hinweise darauf gegeben, dass der Bogen mit hohler Anode eventuell auch bezüglich der Temperatur hohl ist. Dies zeigt auch das Temperaturprofil in Abb. 48, das wieder aus den Messkurven von  $j_z$  und  $E_z$  (Abb. 10 und 30) abgeleitet wurde, aber wegen der grossen Streuung der Messwerte nur qualitative Bedeutung hat. Die niedrigen Temperaturen im Achsenbereich können dadurch entstehen, dass in diesem relativ kurzen Bogen Wärmeleitung und Strömung - vom Magnetfeld unbehindert - axial viel Energie abtransportieren.

Der Druckaufbau in diesem Bogen ist noch schwieriger zu übersehen als für den Normalbogen, denn ein erhöhter Druck in der Achsenzone des Bogens ist an der hohlen Anode ja nicht abgestützt und lässt das Plasma durch diese hindurch abströmen. Im Experiment zeigt sich dieser Effekt ganz drastisch in Form eines Plasmastrahls von fast 1 m Länge, der noch im Glasrohr (vgl. Abb. 2) hell leuchtet.

Aus diesen Bemerkungen ist zu ersehen, dass die Verhältnisse im Bogen mit Hohlanode überaus kompliziert sind. Quantitative Abschätzungen erscheinen wenig sinnvoll, da die verschiedensten Effekte in unübersichtlicher Weise gekoppelt sind. Nur die Lösung des vollständigen Gleichungssystems unter Einschluss von viskosen Kräften und mit den richtigen Randbedingungen kann weitere Klarheit bringen.



#### IV. SCHLUSS

Die radialen Verteilungen von elektrischem Feld und elektrischer Stromdichte im Wasserstofflichtbogen mit Überlagertem axialem Magnetfeld wurden mit Hilfe von Sonden gemessen. Ein daraus abgeleitetes Temperaturprofil stimmte mit den Resultaten anderer Messmethoden gut überein. Damit konnten die numerischen Berechnungen von Raeder und Wirtz /7,8/ qualitativ bestätigt werden. Insbesondere zeigte sich im Experiment der erwartete steile Abfall der axialen elektrischen Feldstärke ausserhalb der durch die Kathode bestimmten magnetischen Flussröhre. Das beweist, dass solche Lichtbögen wegen des axialen Magnetfeldes im wesentlichen durch die Elektroden bestimmt sind und nicht durch den Wandradius des Entladungsgefässes.

Die dem Bogen zugeführte Leistung pro cm Säulenlänge war im Experiment sehr viel grösser als erwartet. Eine mögliche Erklärung dafür sind Schwerpunktsströmungen im Plasma, die durch Lorentzkräfte und Druckgradienten angetrieben werden. Eine Rotation des Plasmas z.B. beeinflusst stark die Verteilung des elektrischen Feldes und bewirkt einen steileren Abfall von  $E_z$  mit zunehmendem Radius. Wenn ein Bogen besonders schnell rotiert, so sollte  $E_z$  auch zur Achse hin abnehmen /7/. Dies konnte an einem Bogen mit Hohlanode, der durch radiale elektrische Ströme in starke Rotation versetzt wird /9/, direkt gemessen werden, und ausserdem die dadurch bedingte, ausgeprägt rohrförmige Verteilung der axialen Stromdichte. Wenn radiale Strömungen im Bogen auftreten, so erwartet man einen starken Einfluss auf die Energieverluste und damit auf die Temperatur im Bogen. Es lassen sich Verteilungen von  $v_r$  mit Maximalgeschwindigkeiten von weniger als  $10^4$  cm/sec angeben, die schon fast zu einer quantitativen Ubereinstimmung der Profile von  $j_z$ ,  $E_z$  und  $T$  mit den Messungen führen. Bisher liegen keine Messungen von radialen Strömungsgeschwindigkeiten vor; für ihr Vorhandensein gibt es jedoch plausible Gründe.

Den Berechnungen nach sollte man mit dünneren Elektroden die Temperatur im Bogen erheblich steigern können. Diese Wirkung wird zumindest teilweise durch zusätzliche Effekte an den Elektroden wieder aufgehoben, wie die Experimente zeigen.

Die hier beschriebenen Versuche ergeben zusammen mit den theoretischen Arbeiten von Raeder und Wirtz qualitativ ein konsistentes Bild. Um alle beobachteten Erscheinungen auch quantitativ zu deuten, muss simultan mit Potentialgleichung und Energiebilanz auch die Kraftgleichung (mit viskosen Kräften) gelöst werden. Ausserdem müssen Massenströmungen und radiale elektrische Ströme auch bei der Berechnung von Druckaufbau und Wärmeleitung berücksichtigt werden. Das hat zur Folge, dass man Wärmeströme nicht mehr als Funktion eines Temperaturgradienten (d.h. nicht mehr durch eine "Wärmeleitfähigkeit") darstellen kann und dass der Druck nicht nur mehr von der Temperatur sondern auch von allen übrigen lokalen Plasmametern abhängt. Zur weiteren Klärung sollten vor allem die auftretenden Strömungen in geeigneten Experimenten gemessen werden.



LITERATUR

- 1 C. Mahn, H. Ringler, G. Zankl  
Z. Naturf. 23a, 867 - 873 (1968)  
Z. Naturf. 28a, 874 - 880 (1968)  
Phys.Lett. 27A, 683 - 684 (1968)
- 2 D. Ludwig  
Inst. f. Plasmaphysik, Garching, Rep. 3/88 (1969)
- 3 R. Wienecke  
Z. Naturf. 19a, 675 - 679 (1964)
- 4 C. Mahn, H. Ringler, R. Wienecke,  
S. Witkowski, G. Zankl  
Z. Naturf. 19a, 1202 - 1207 (1964)
- 5 J. Raeder, S. Wirtz  
Z. Naturf. 23a, 1695 - 1706 (1968)
- 6 U. Heidrich  
Z. Naturf. 20a, 475 - 484 (1965)
- 7 J. Raeder, S. Wirtz  
Z. Naturf. 24a, 1433 (1969)
- 8 J. Raeder, S. Wirtz  
wird veröffentlicht
- 9 H.F. Döbele  
Z. Naturf. 24a, 1249 - 1258 (1969)
- 10 R. Wienecke  
Z. Naturf. 18a, 1151 - 1156 (1963)
- 11 H.F. Döbele, R. Wienecke, S. Witkowski  
Z. Naturf. 21a, 390 - 398 (1966)
- 12 O. Klüber  
Z. Naturf. 22a, 1599 - 1612 (1967)
- 13 H. Ringler, R.A. Nodwell  
Phys. Lett. 29A, 151 - 152 (1969)  
Phys. Lett. 30A, 126 - 127 (1969)
- 14 G. Müller, W. Finkelnburg  
Z. Angew. Phys. 8, 282 - 287 (1956)
- 15 H. Ringler  
Z. Phys. 169, 273 - 285 (1962)
- 16 V.J. Meece, C.E. Nielsen,  
R.G. Reinhard, W.L. Stirling  
Oak Ridge National Laboratory, Semianual Pro-  
gress Rep. for Period ending Oct. 31, 1967,  
ORNL 4238, 75 - 87 (1968)
- 17 G. Zankl  
wird veröffentlicht
- 18 O. Klüber  
Z. Naturf. 24a, 1473 (1969)
- 19 S.J. Braginsky  
in: M.A. Leontovich, Reviews of Plasma Physics,  
Consultants Bureau, New York 1967, Band I
- 20 H. Ringler  
private Mitteilung
- 21 R.S. Devoto  
J. Plasma Physics 2, 617 - 631 (1968)
- 22 K. Bergstedt  
Z. Naturf. 24a, 299 - 310 (1969)
- 23 K. Tichmann  
Inst. f. Plasmaphysik, Garching, Rep. 3/77 (1968)

Für die Anregung zu dieser Arbeit und sein Interesse an ihrem Fortgang möchte ich Herrn Prof. Dr. R. Wienecke herzlich danken. Für viele anregende Diskussionen gilt mein Dank allen Mitgliedern der "Bogengruppe" am IPP, insbesondere Frau S. Wirtz und Herrn Dr. J. Raeder. Auch den vielen, die zum Gelingen der Versuche und zur Fertigstellung der Arbeit beitrugen, spreche ich an dieser Stelle meinen besonderen Dank aus: Den Herren P. Voigt und A. Eschlwech, die umsichtig und ideenreich die Experimente betreuten, Herrn H. Firmhofer, der mit Geduld und Geschick die Spulensonden entwickelte, Frau R. Pollner für die präzisen Zeichnungen und Fr. A. Breitkopf für die sorgfältige Niederschrift der Arbeit.