

Experimentelle Untersuchungen der Strom-
dichteverteilung in einem magnetohydrody-
namischen Generator mit segmentierten
Elektroden

Experimental Investigations of the Current
Density Distribution in a Magnetohydrody-
namic Generator with Segmented Electrodes

Fred W. Fischer

IPP 3/41

Juli 1966

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

IPP **INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK** of the
Current Density Distribution in a
GARCHING BEI MÜNCHEN MHD Generator with
Segmented Electrodes

July, 1966 (in German)

ABSTRACT:

Experimentelle Untersuchungen der Strom-
dichteverteilung in einem magnetohydrody-
namischen Generator mit segmentierten
Elektroden

Experimental Investigations of the Current
Density Distribution in a Magnetohydrody-
namic Generator with Segmented Electrodes

In a magnetohydrodynamic generator with segmented electrodes the current distribution is inhomogeneous due to the existence of the Hall effect. This is particularly true in the immediate vicinity of the electrodes. Calculations of the current density distribution in a generator whose working fluid is a rare gas-alkali plasma were based on a theory with many simplifying assumptions. The results of these calculations were compared with measurements on an argon-potassium generator. The temperature of the working gas was approximately 2000° K, and the flow velocity was 130 m/sec max, at a pressure of 1.1 atm. For the purpose of seeding, 0.2% (by weight) potassium was added to the argon. The magnetic field was 4.5 kG max. Conclusions could be drawn on the distribution of electron temperature, and thus on current density, from the spatial intensity distribution of the potassium resonance lines. In general, qualitative agreement was found with the theoretically determined distribution. Near the electrodes, especially along the insulating wall between two electrodes, considerable differences from theoretical values were noticed. Measurements of the electrical potential along the insulating wall confirmed these latter observations.

IPP 3/41

Juli 1966

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.

ZUSAMMENFASSUNG

A. EINLEITUNG

ABSTRACT:

B. GRUNDLAGEN

1. Stromverteilung

In a magnetohydrodynamic generator with segmented electrodes the current distribution is inhomogeneous due to the existence of the Hall effect. This is particularly true in the immediate vicinity of the electrodes. Calculations of the current density distribution in a generator whose working fluid is a rare gas-alkali plasma were based on a theory with many simplifying assumptions. The results of these calculations were compared with measurements on an argon-potassium generator. The temperature of the working gas was approximately 2000° K, and the flow velocity was 130 m/sec max. at a pressure of 1.1 atm. For the purpose of seeding, 0.22 % (by weight) potassium was added to the argon. The magnetic field was 4.5 kG max. Conclusions could be drawn on the distribution of electron temperature, and thus on current density, from the spatial intensity distribution of the potassium resonance lines. In general, qualitative agreement was found with the theoretically determined distribution. Near the electrodes, especially along the insulating wall between two electrodes, considerable differences from theoretical values were noticed. Measurements of the electrical potential along the insulating wall confirmed these latter observations.

LITERATUR

INHALTSVERZEICHNIS

Seite

ZUSAMMENFASSUNG

A. EINLEITUNG	1
B. GRUNDLAGEN	4
.1 Stromverteilung	6
.2 Generatorinnenwiderstand	8
.3 Ohmsche Aufheizung	13
C. EXPERIMENTE	15
.1 Plasmaerzeugung	17
.2 Generator	18
.3 Optische Anordnung	20
.4 Messverfahren und Messfehler	23
D. MESSERGEBNISSE	30
.1 Verteilung der Lichtintensität im Verlaufs-Kanal des belasteten Generators	31
.2 Der Verlauf der Intensität in Isolatornähe	37
.3 Potentialmessungen	40
E. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE	42
LITERATUR	44

ZUSAMMENFASSUNG

In einem magnetohydrodynamischen Generator mit segmentierten Elektroden stellt sich infolge des Hall-Effektes keine homogene Stromverteilung ein. Besonders wird das Gebiet in der Umgebung der Elektroden hierdurch betroffen. Theoretische Berechnungen der Stromdichteverteilung in einem Generator, dessen Arbeitsmittel aus einem Edelgas-Alkali-Plasma besteht, wurden mit vereinfachten Annahmen durchgeführt. Die Ergebnisse der Rechnungen konnten mit Messungen verglichen werden, die an einem Argon-Kalium-Generator gewonnen wurden. Die Temperatur des Arbeitsgases im Generator lag bei 2000° K, die Strömungsgeschwindigkeit betrug bei einem Druck von 1,1 atm maximal 130 m/sec. Dem Argon wurden 0,22 Gew. % Kalium zugesetzt. Das Magnetfeld hatte einen maximalen Wert von 4,5 kG. Aus der räumlichen Intensitätsverteilung der Kaliumresonanzlinien konnten Rückschlüsse auf die Verteilung der Elektronentemperatur und damit auch auf die Stromdichte gezogen werden. Es ergab sich im allgemeinen eine Übereinstimmung mit der berechneten Verteilung. In der Nähe der Elektroden, insbesondere an der isolierenden Wand zwischen zwei Elektroden, traten erhebliche Abweichungen von den theoretisch erwarteten Werten auf. Dies konnte auch durch Messungen des Verlaufs des elektrischen Potentials an der Isolatorwand bestätigt werden.

von Kalium oder Zäsium so gering, dass man keine ausreichende Leistungsdichte im Generator, die proportional zu $\tilde{G} (vB)^2$ ist, erwarten darf. Einen Ausweg aus diesen Schwierigkeiten kann man finden, wenn es gelingt, die Elektronentemperatur T_e über die Gastemperatur ansteigen zu lassen, um dadurch die elektrische Leitfähigkeit zu erhöhen. Hierzu hat Kerrebrock [1] vorgeschlagen, ein Edelgas mit geringem Zusatz von Alkali als Arbeitsmedium zu benutzen:

Auch bei verhältnismässig niedriger Gastemperatur sind immer einige durch thermische Ionisation entstandene Elektronen vorhanden. Diese Elektronen nehmen im elektrischen Feld des Generators Energie auf, die sie wegen der hohen ersten Anregungs-

A. EINLEITUNG

In einem MHD-Generator wandelt man mit Hilfe eines stationären Magnetfeldes einen Teil der Enthalpie und kinetischen Energie eines strömenden elektrisch leitenden Mediums direkt in elektrische Energie um. Eine Möglichkeit zur Erzeugung einer derartigen Strömung besteht darin, natürlich vorkommende Stoffe wie Erdgas, Erdöl oder Kohle zu verbrennen und das entstehende heisse Gas durch eine Düse zu beschleunigen. Die in solchen Anordnungen erreichbaren Temperaturen liegen bei etwa 3000° K, während eine Strömungsgeschwindigkeit im Bereich der Schallgeschwindigkeit angestrebt wird. Um eine ausreichende elektrische Leitfähigkeit zu erzeugen, setzt man dem Brennstoff Kalium- oder Zäsiumverbindungen zu, da diese Elemente im beschriebenen Temperaturbereich wegen ihrer kleinen Ionisierungsenergie schon teilweise ionisiert sind.

Will man dagegen einen Spaltungsreaktor als Energiequelle benutzen, so sind die Probleme schon wesentlich komplizierter, da die erreichbare Gastemperatur höchstens bei etwa 1500° K liegt. In diesem Temperaturbereich ist die Leitfähigkeit σ auch bei Zusatz von Kalium oder Zäsium so gering, dass man keine ausreichende Leistungsdichte im Generator, die proportional zu $\sigma (vB)^2$ ist, erwarten darf. Einen Ausweg aus diesen Schwierigkeiten kann man finden, wenn es gelingt, die Elektronentemperatur T_e über die Gastemperatur ansteigen zu lassen, um dadurch die elektrische Leitfähigkeit zu erhöhen. Hierzu hat Kerrebrock [1] vorgeschlagen, ein Edelgas mit geringem Zusatz von Alkali als Arbeitsmedium zu benutzen:

Auch bei verhältnismässig niedriger Gastemperatur sind immer einige durch thermische Ionisation entstandene Elektronen vorhanden. Diese Elektronen nehmen im elektrischen Feld des Generators Energie auf, die sie wegen der hohen ersten Anregungs-

energie der Edelgasatome nur zu einem sehr kleinen Bruchteil an diese abgeben können, da die Zusammenstösse elastisch erfolgen. Hierdurch kommt es zur Erhöhung der Elektronentemperatur über die Gastemperatur. Infolge des ansteigenden T_e erhöht sich auch der Ionisierungsgrad des Alkali und hierdurch wieder die elektrische Leitfähigkeit.

Eingehende theoretische Untersuchungen [2] dieses Effektes haben gezeigt, dass für einen derartigen Generator wegen des Hall-Effektes die Abnehmer-Elektroden segmentiert werden müssen. Das heisst, es ist nicht zweckmässig, ein einziges langes Elektrodenpaar zu verwenden, sondern es ist besser, eine Vielzahl von einzelnen elektrisch getrennten Elektrodenpaaren zu benutzen. Die Wirksamkeit eines derartigen Generators, wie er in Abb. 1 skizziert ist, hängt nun sehr von der Anordnung und der geometrischen Grösse der Elektroden ab. Der Einfluss der Elektrodengrösse auf die Leistung eines MHD-Generators ist schon mehrfach theoretisch untersucht worden. Hurwitz, Kilb und Sutton [2] lösten dieses Problem mit Hilfe einer konformen Abbildung unter der Annahme, dass die x-Komponente des elektrischen Stromes in der Kanalmitte verschwindet (siehe Abb. 2). Crown [3] benutzte eine numerische Methode, ohne physikalische Schlüsse zu ziehen. Seine Lösungsmethode ist nur anwendbar, wenn der Hall-Parameter $\beta = \omega_e \tau_e \leq 2$ ist. Die Methode von Crown wurde von Celinski und Fischer [4] erweitert, um auch grössere β einzuschliessen. Ausserdem enthält diese Arbeit eine Untersuchung der optimalen Elektrodengrösse, der Verteilung des Potentials auf den Wänden und der Ohmschen Heizung durch den Generatorstrom im Kanal. Ferner existiert ein Bericht von Schultz-Grunow und Denzel [5]. Diese Arbeit gibt eine analytische Lösung mit der Annahme, dass keine elektrischen Stromlinien die Mittelebene zwischen zwei benachbarten Elektrodenpaaren durchsetzt ($j_x = 0$), was zu falschen Schlüssen führen kann. Schliesslich hat Kerrebrock in verschiedenen Berichten [6 - 9] den Einfluss einer Schicht hoher Aufheizung an den Elektrodenwänden untersucht.

Über die experimentelle Untersuchung des Einflusses der Elektrodengröße und -anordnung sowie der damit zusammenhängenden Stromverteilung in einem Generator mit zerschnittenen Elektroden ist nur eine Veröffentlichung von Hoffman und Gates [10] bekannt. Die Verfasser beschreiben ein Experiment, bei dem eine Elektrode eines Generators aus mehreren voneinander getrennten Böden bestand. Bei angelegtem Magnetfeld wurde der elektrische Strom durch beide Elektroden gemessen. Es ergab sich eine nicht-homogene Stromverteilung über die Gesamtelektrode, die qualitativ mit den theoretischen Untersuchungen [2, 5] im Einklang steht.

Die Zwecksetzung der vorliegenden Arbeit ist es experimentell die räumliche Stromverteilung in einem MHD-Generator zu untersuchen und mit den bereits ermittelten Werten zu vergleichen. Diese Aufgabe ist es wichtig, Aussagen über das Symmetrieverhalten der Stromverteilung bezüglich Anode und Kathode zu gewinnen, denn diese Ergebnisse sind in der Theorie [4] durch Veranschaulichung von Anoden- und Grenzschichteffekten angenommen. Die räumliche Stromverteilung der Stromlichte konnte Anhaltspunkte für die Überprüfung der theoretischen Behandlung geben.

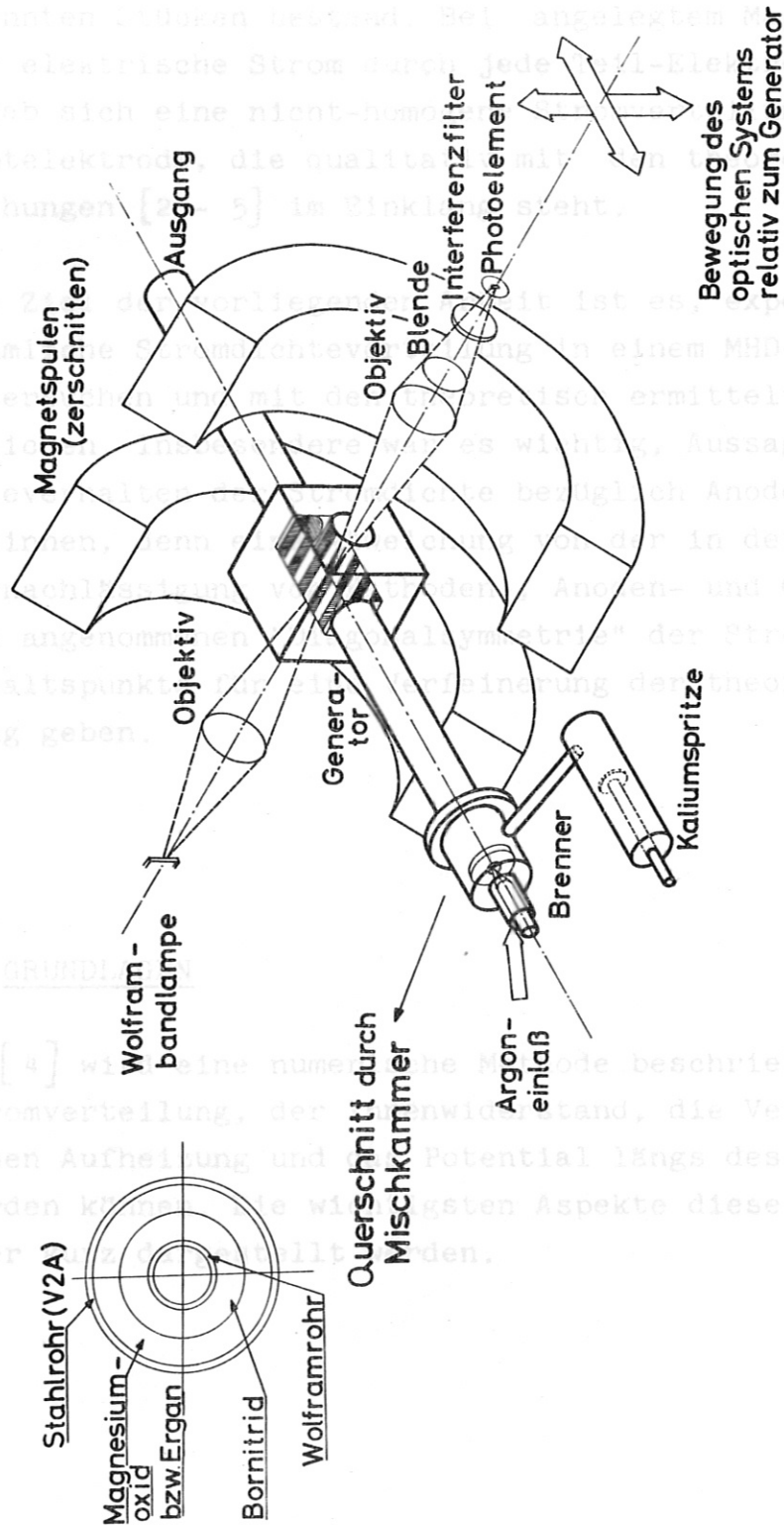


Abb. 1 Skizze der Versuchsanordnung

Über die experimentelle Untersuchung des Einflusses der Elektrodengrösse und -anordnung sowie der damit zusammenhängenden Stromverteilung in einem Generator mit segmentierten Elektroden ist nur eine Veröffentlichung von Hoffman und Oates [10] bekannt. Die Verfasser beschreiben ein Experiment, bei dem eine Elektrode eines Generators aus mehreren voneinander getrennten Stücken bestand. Bei angelegtem Magnetfeld wurde der elektrische Strom durch jede Teil-Elektrode gemessen. Es ergab sich eine nicht-homogene Stromverteilung über die Gesamtelektrode, die qualitativ mit den theoretischen Untersuchungen [2 - 5] im Einklang steht.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, experimentell die räumliche Stromdichteverteilung in einem MHD-Generator zu untersuchen und mit den theoretisch ermittelten Werten zu vergleichen. Insbesondere war es wichtig, Aussagen über das Symmetrieverhalten der Stromdichte bezüglich Anode und Kathode zu gewinnen, denn eine Abweichung von der in der Theorie [4] durch Vernachlässigung von Kathoden-, Anoden- und Grenzschichteffekten angenommenen "Diagonalsymmetrie" der Stromdichte konnte Anhaltspunkte für eine Verfeinerung der theoretischen Behandlung geben.

B. GRUNDLAGEN

In [4] wird eine numerische Methode beschrieben, mit der die Stromverteilung, der Innenwiderstand, die Verteilung der Ohmschen Aufheizung und das Potential längs des Isolators bestimmt werden können. Die wichtigsten Aspekte dieser Theorie sollen hier kurz dargestellt werden.

Die Voraussetzungen für die Theorie sind:

- 1.) Gastemperatur, Gasgeschwindigkeit und Gasdruck haben keine Gradienten, sind also im Generator konstante Größen.
- 2.) Generatoreffekte werden vernachlässigt.
- 3.) Elektrische Leitfähigkeit σ_0 und Hallkoeffizient $\beta = \omega_e \tau_e$ werden im ganzen Kanal als homogen verteilt angenommen.
- 4.) Die angelegte magnetische Induktion ist räumlich und zeitlich konstant, d. h. die Magnetische Reynoldzahl soll $\ll 1$ sein.
- 5.) Der Ionenslip, d. h. die Relativbewegung der Ionen gegen die neutralen Atome, wird nicht in Betracht gezogen.
- 6.) Die Stromverteilung zwischen jedem Elektrodenpaar ist diagonalsymmetrisch.

In Abb. 2 ist das Koordinatensystem angegeben, in dem alle Betrachtungen vorgenommen werden sollen.

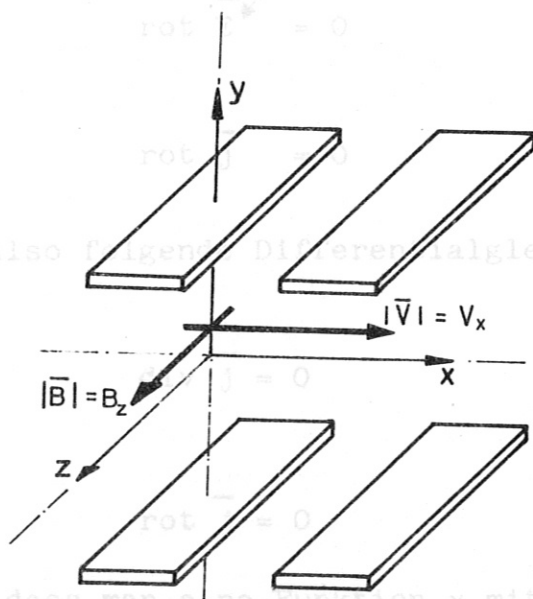


Abb. 2 Koordinatensystem

B.1 Stromverteilung

Um die Verteilung der Stromlinien zu bestimmen, benötigt man die Differentialgleichung für die Stromdichte \vec{j} .

Es gelten folgende Gleichungen:

$$\text{div } \vec{j} = 0 \quad (1)$$

$$\text{rot } \vec{E} = 0 \quad (2)$$

und das Ohmsche Gesetz (ohne Ionenslipterm)

$$\vec{j} = \sigma_0 \vec{E}^* - \frac{\beta}{B} [\vec{j} \times \vec{B}] \quad (3)$$

worin

$$\vec{E}^* = \vec{E} + [\vec{v} \times \vec{B}] \quad (4)$$

Da die Gasgeschwindigkeit \vec{v} und die Induktion \vec{B} konstant angenommen werden und die Stromrichtung vertikal zur Magnetfeldrichtung ist, erhält man

$$\text{rot } \vec{E}^* = 0 \quad (5)$$

und

$$\text{rot } \vec{j} = 0 \quad (6)$$

Man hat jetzt also folgende Differentialgleichungen für die Stromdichte

$$\text{div } \vec{j} = 0 \quad (1)$$

Die Integration der Gleichung (9), mit den Randbedingungen- und Gleichungen (11) und (13) und mit der Symmetriebedingung, liefert durch ein Iterationsverfahren die Stromverteilung in Magnetonen mit geteilten Elektroden. Die Funktion γ wird bestimmt, indem man j_x / j_y ($j =$ Gesamtstrom, $l =$ Elektrodenlänge) gleich eins setzt.

$$\text{rot } \vec{j} = 0 \quad (6)$$

$$j_x = \frac{\partial \gamma}{\partial y} \quad (7)$$

$$j_y = - \frac{\partial \gamma}{\partial x} \quad (8)$$

finden kann, so dass

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = 0 \quad (9)$$

wobei der j -Vektor tangential zu den γ -Linien verläuft. Um diese Laplace'sche Gleichung (9) zu lösen, benötigt man bestimmte Randbedingungen. Diese sind einmal durch den Winkel zwischen Stromvektor und Kanalwandfläche und zum anderen durch die Annahme von Symmetrie um den Nullpunkt des Koordinatensystems in der xy -Ebene (Abb. 2) gegeben.

Vertikal zum Isolator kann natürlich kein Strom fließen, und daher ist direkt über der Isolatorfläche

$$j_{y_{isol.}} = -\left(\frac{\partial \psi}{\partial x}\right)_{isol.} = 0 \quad (10)$$

oder

$$\psi_{isol} = \text{konstant} \quad (11)$$

Auf der Elektrode ist \vec{E} vertikal (Elektrodenoberfläche = Aequipotentialfläche), so dass hier, unter Benutzung der x -Komponente des Ohmschen Gesetzes

$$E_x^* = E_x = 0 = \frac{1}{\sigma_0} (j_x + \beta j_y) \quad (12)$$

oder

$$\beta = -\frac{j_x}{j_y} = \frac{\partial \psi / \partial y}{\partial \psi / \partial x} \quad (13)$$

Die Integration der Gleichung (9), mit den Randbedingungen (11) und (13) und mit der Symmetriebedingung, liefert durch ein Iterationsverfahren die Stromverteilung in MHD-Generatoren mit geteilten Elektroden. Die Funktion ψ wird normiert, indem man J/T (J = Gesamtstrom, T = Elektrodenlänge) gleich eins setzt.

Die Stromverteilung (Abb. 3) wurde nach dieser Theorie errechnet. H/S ist $5/3$, C/S ist $1/2$ und $\beta = 0; 2$ und 5 .

(H = Elektrodenabstand in y -Richtung, S = Abstand zwischen korrespondierenden Punkten auf benachbarten Elektroden; C = Elektrodenbreite in x -Richtung.)

Abb. 4 zeigt die entsprechende γ -Verteilung entlang einer untern Elektrode.

B.2 Generatorinnenwiderstand

Elektrodengrösse, Elektrodenabstand und der Wert von β bestimmen die Inhomogenität des Stromes in der Nähe der Elektrodenwand.

Ein Mass für die "Stromstörung" ist der Generatorinnenwiderstand. Dieser Widerstand wird im folgenden theoretisch bestimmt (siehe auch [4]).

Der Innenwiderstand in dem stromdurchflossenen elementaren Volumen $\int_1 T \Delta D dl$ (siehe Abb. 5) ist

$$\Delta R = \int_1 \frac{dl}{\sigma_0 T \Delta D} = \int_1 \frac{j dl}{\sigma_0 j T \Delta D} = \frac{1}{\sigma_0 \Delta J} \int_1 j dl \quad (14)$$

wobei

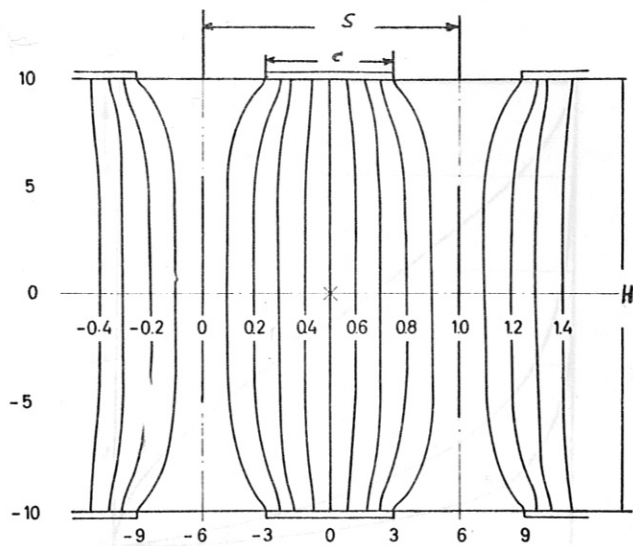
$$\Delta J = j T \Delta D \quad \text{ist.}$$

Das Integral auf der rechten Seite von Gl. (14) löst man unter Benutzung des Ohmschen Gesetzes.

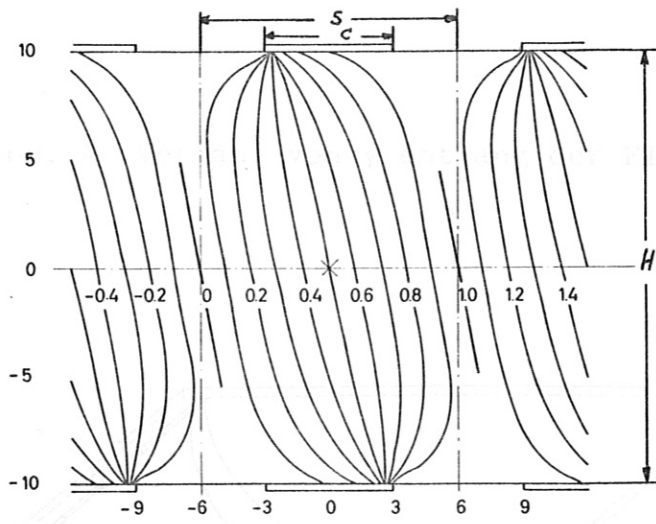
$$\int_1 (j \cdot dl) = \int_1 (\sigma_0 \overline{E^*} \cdot \overline{dl}) - \int_1 \frac{\beta}{B} ([j \times B] \cdot \overline{dl}) \quad (15)$$

Das zweite Integral auf der rechten Seite von Gl. (15) ist Null, da \overline{j} parallel zu \overline{dl} ist. Es ist zu bemerken, dass die Integration der Gl. (15) unabhängig vom Wege ist, denn $\text{rot} [\overline{j} \times \overline{B}] = 0$.

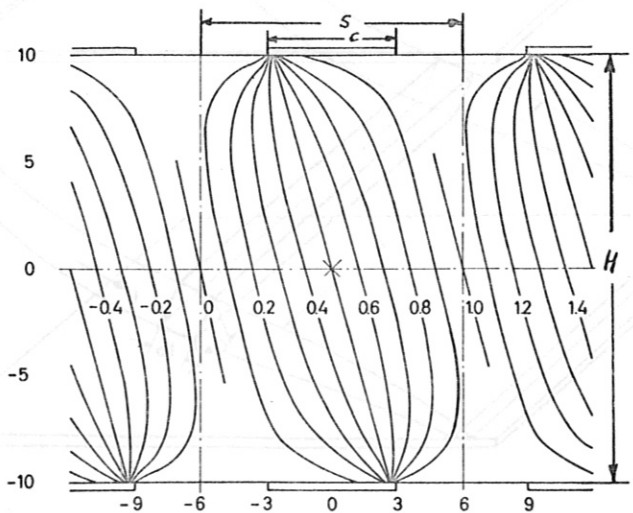
gekennzeichnet, Gasströmung ist von links nach rechts, magnetische Induktion in positiver z-Richtung, Kathode liegt unten. Diese Bilder sind typisch für alle folgenden ähnlichen Abbildungen.)



$\beta = 0$



$\beta = 2$



$\beta = 5$

Abb. 3 Theoretische Stromverteilung im Generator

(Skalen sind in mm, Elektroden sind durch flache Rechtecke gekennzeichnet, Gasströmung ist von links nach rechts, magnetische Induktion in positiver z-Richtung, Kathode liegt unten. Diese Bilder sind typisch für alle folgenden ähnlichen Abbildungen.)

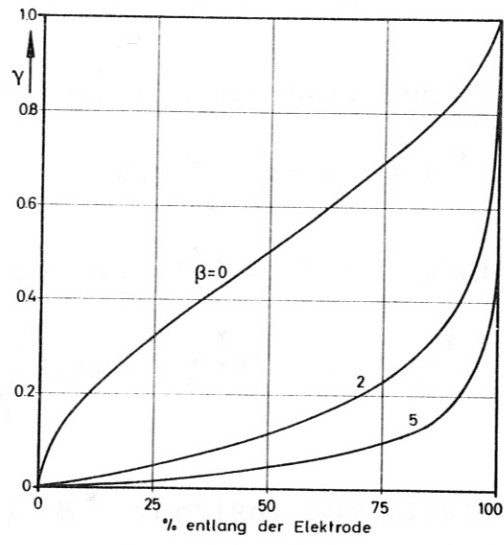


Abb. 4 Verlauf von γ entlang der Elektrode

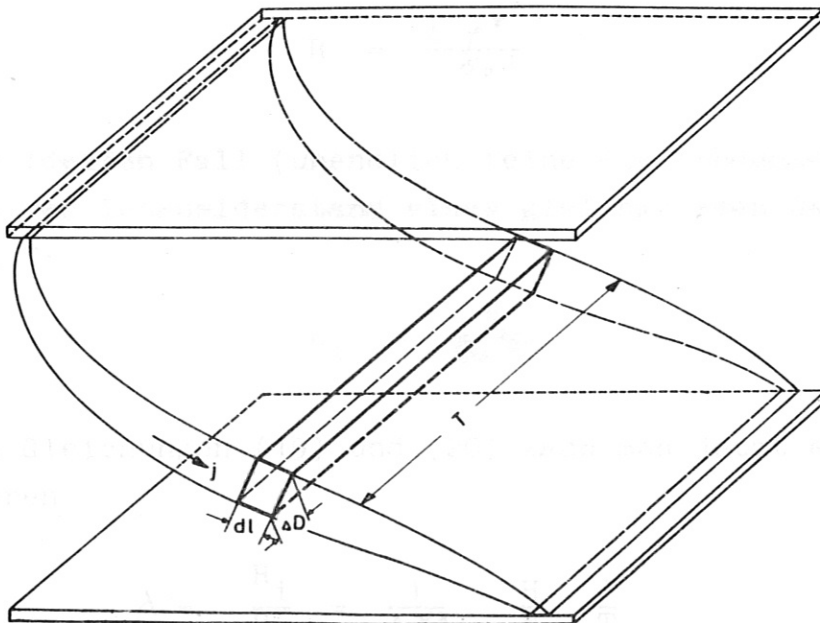


Abb. 5 Integrationsvolumen zur Bestimmung des Generatorinnenwiderstandes

Mit

$$\text{rot } \bar{E}^* = 0 \quad (5)$$

kann man - abweichend von der üblichen Form -

$$\sigma_0 \bar{E}^* = - \text{grad } \varphi^* \quad (16)$$

einführen und dann Gl. (15) direkt integrieren:

$$\int_1 j \, dl = \int_1 (\text{grad } \varphi^* \cdot dl) = \Delta \varphi^* \quad (17)$$

Da nach Gl. (12) E^* vertikal zur Elektrode verläuft, ist φ^* konstant auf den Elektroden. Gl. (17) wird in Gl. (14) eingesetzt und man erhält die Konduktanz des Plasmas zwischen zwei Elektroden, über welche der Gesamtstrom J fließt:

$$\frac{1}{R} = \sum \frac{1}{\Delta R} = \sum \frac{\sigma_0 \Delta J}{\Delta \varphi^*} = \frac{\sigma_0 J}{\Delta \varphi^*} \quad (18)$$

Es gilt dann für den Innenwiderstand:

$$R = \frac{\Delta \varphi^*}{\sigma_0 J} \quad (19)$$

Für den idealen Fall (unendlich feine Elektrodensegmentierung) hat man den Innenwiderstand eines gleichgrossen Generatorvolumens $S \times H \times T$:

$$R_i = \frac{H}{\sigma_0 S T} \quad (20)$$

Aus den Gleichungen (19) und (20) kann man jetzt einen Faktor λ definieren

$$\lambda = \frac{R_i}{R} = \frac{1}{\Delta \varphi^*} \frac{H}{S} \frac{J}{T} \quad (21)$$

Nach der schon erwähnten Normierung von $J/T = 1$ erhält man dann

$$\lambda = \frac{1}{\Delta \varphi^*} \frac{H}{S} \quad (22)$$

Werte für $\Delta \varphi^*$ erhält man aus der numerischen Integration der Gl. (17).

Aus Gl. (19) ist ersichtlich, dass $\Delta \varphi^*/60$ der Spannungsabfall über den inneren Widerstand ist. Für den Idealfall ist λ gleich 1. Sonst hat λ Werte zwischen 0 und 1.

Werte von λ für alle möglichen Generatorgeometrien und für β von 0 bis 10 sind aus [4] ersichtlich.

Die experimentelle Arbeit wurde auf die folgende Geometrie beschränkt:

$$\begin{aligned} H &= 20 \text{ mm} \\ S &= 12 \text{ mm} \\ C &= 6 \text{ mm} \end{aligned} \quad (25)$$

Für diese Geometrie und für β von 0 bis 10 sind λ -Werte in Abb. 6 aufgezeichnet.

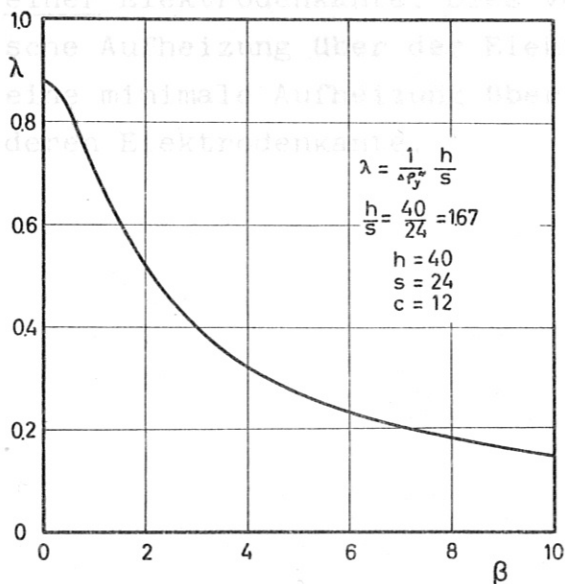


Abb. 6 Verlauf des Widerstandsverhältnisses λ als Funktion von β

B.3 Ohmsche Aufheizung

In [4] wurde auch die Verteilung der Ohmschen Aufheizung ermittelt.

Die elektrische Stromdichte wurde aus der γ -Verteilung errechnet:

$$j_x)_{m,n} = \left(\frac{\partial \gamma}{\partial y} \right)_{m,n} = \frac{1}{2\Delta y} (\gamma_{m+1,n} - \gamma_{m-1,n}) \quad (23)$$

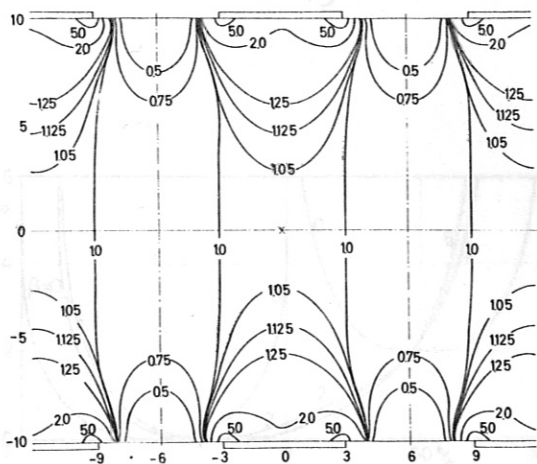
$$j_y)_{m,n} = - \left(\frac{\partial \gamma}{\partial x} \right)_{m,n} = \frac{1}{2\Delta x} (\gamma_{m,n-1} - \gamma_{m,n+1}) \quad (24)$$

Die Ohmsche Aufheizung in Punkt (m,n) ist dann proportional zu

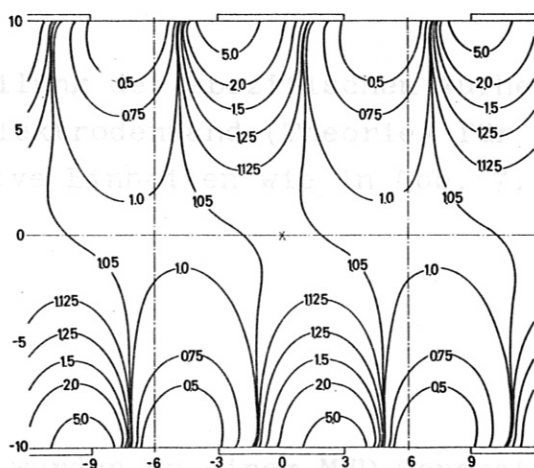
$$q_{m,n} = [j_x)_{m,n}]^2 + [j_y)_{m,n}]^2 \quad (25)$$

Abb. 7 zeigt die Ohmsche Aufheizung für $H/S = 5/3$, $C/S = 1/2$ und $\beta = 0, 2$ und 5 . In Abb. 8 ist die Ohmsche Aufheizung entlang der Elektrodenwand gezeigt. Bei hohen angelegten Magnetfeldern fließt der elektrische Strom hauptsächlich in der Nähe einer Elektrodenkante. Dies verursacht somit eine maximale Ohmsche Aufheizung über der Elektrode in der Nähe dieser Kante und eine minimale Aufheizung über dem Isolator in der Nähe der anderen Elektrodenkante.

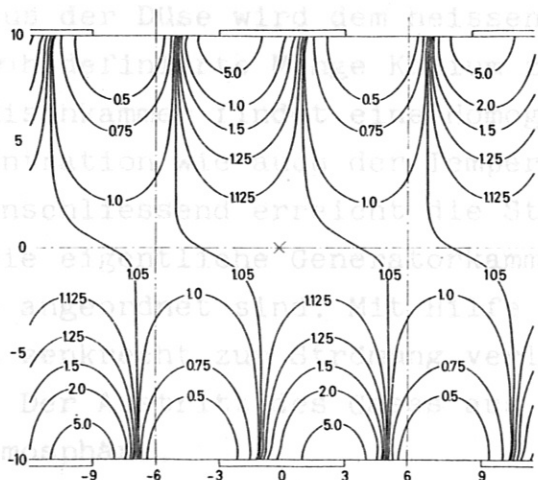
Abb. 7 zeigt die Verteilung der Ohmschen Aufheizung q in einem Kanal für $\beta = 0, 2$ und 5 bei relativer Kanalhöhe $H/S = 5/3$ und Kanalbreite $C/S = 1/2$. Die Elektroden sind bei $x = 0$, $y = 0$ in der Kanalmitte.



$\beta = 0$



$\beta = 2$



$\beta = 5$

Abb. 7 Verteilung der Linien gleicher Ohmscher Aufheizung $q = \text{const}$ für $\beta = 0; 2$ und 5 in relativen Einheiten. Der Wert $q = 1$ bezieht sich auf die Koordinaten $x = 0, y = 0$ in der Kanalmitte.

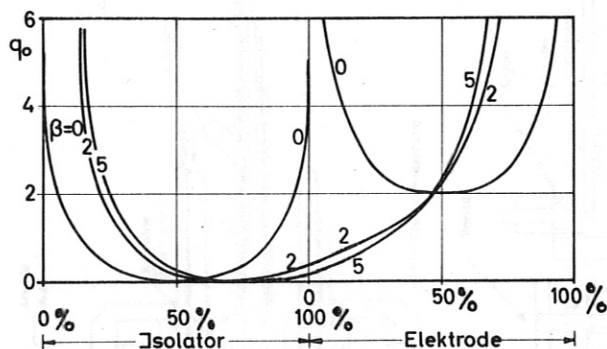


Abb. 8 Verteilung der spezifischen Aufheizung entlang der Elektrodenwand (Theorie) für $\beta = 0; 2; 5$. Relative Einheiten wie in Abb. 7.

C. EXPERIMENTE

Die Experimente wurden an einem MHD-Generator durchgeführt, dessen Aufbau in den Abb. 1,9 und 10 zu sehen ist: Das als Arbeitsgas benutzte Argon wird in einem Plasmabrenner aufgeheizt. Nach Austritt aus der Düse wird dem heissen Argon durch einen Injektor eine wohldefinierte Menge Kalium zugesetzt. In der nachfolgenden Mischkammer findet eine Homogenisierung sowohl der Kaliumkonzentration wie auch der Temperatur des Arbeitsgases statt. Anschliessend erreicht die Strömung durch ein Zwischenstück die eigentliche Generatorkammer, in der fünf Elektrodenpaare angeordnet sind. Mit Hilfe von wassergekühlten Spulen kann ein senkrecht zur Strömung verlaufendes Magnetfeld erzeugt werden. Der Austritt des Gases aus dem Generator erfolgt in die freie Atmosphäre.

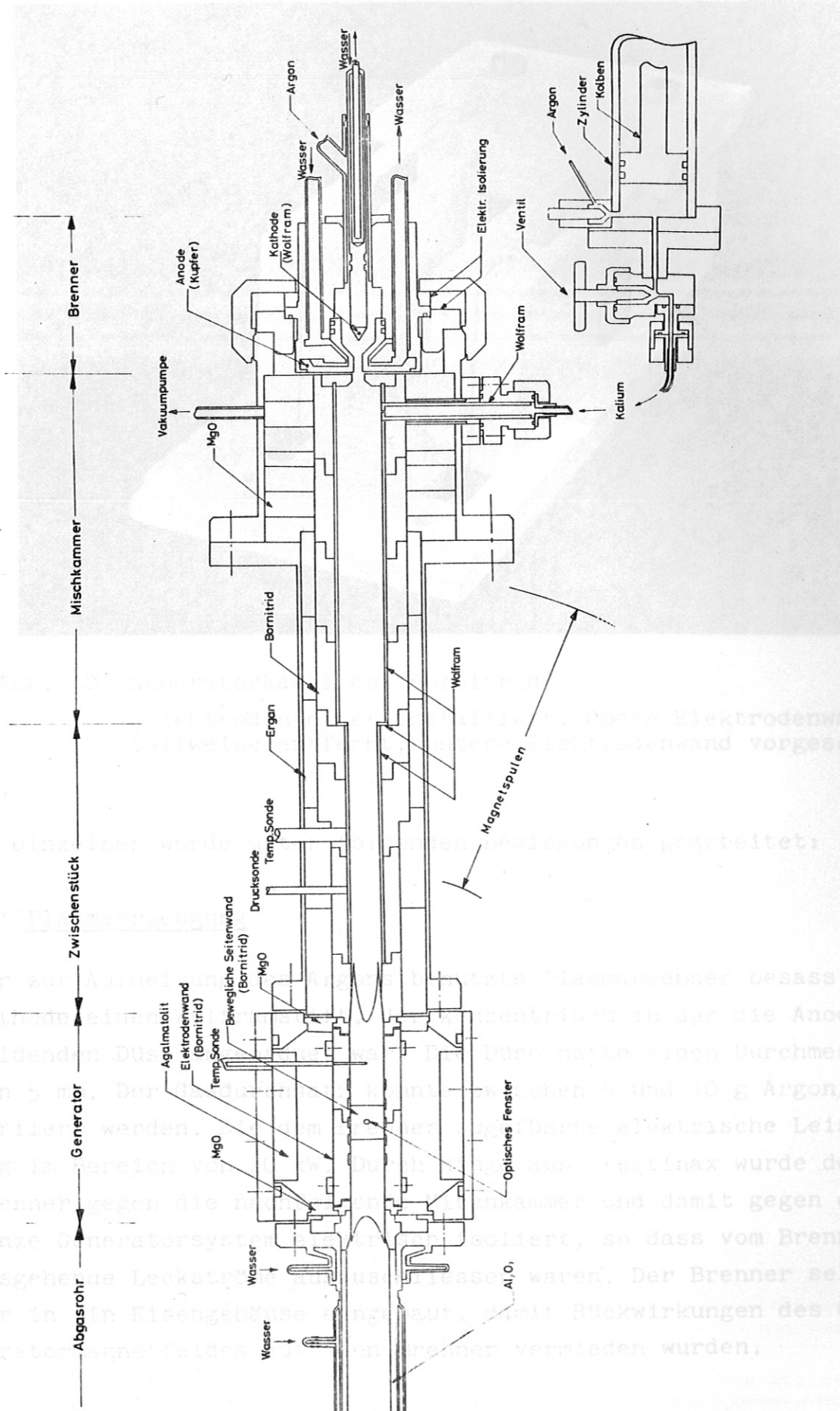


Abb. 9 Schematische Darstellung der Gesamtanordnung

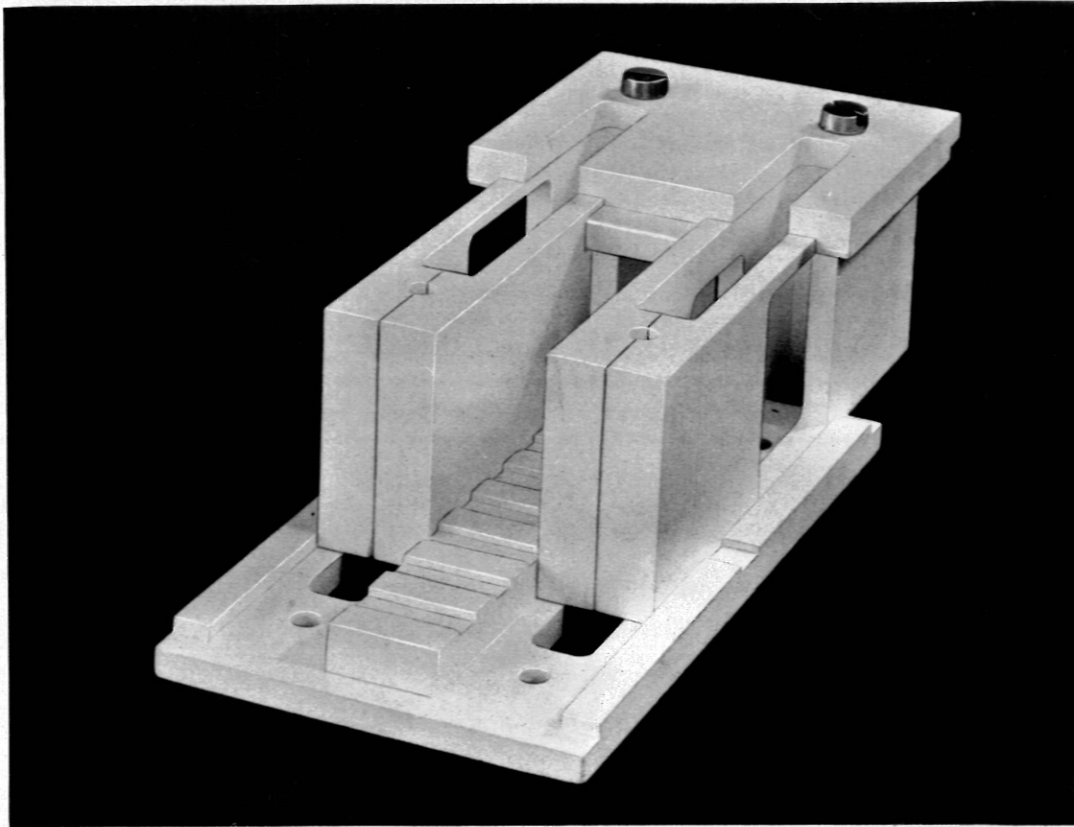


Abb. 10 Generatorkanal aus Bornitrid
(Elektroden nicht installiert. Obere Elektrodenwand teilweise entfernt, untere Elektrodenwand vorgeschoben)

Im einzelnen wurde unter folgenden Bedingungen gearbeitet:

C.1 Plasmaerzeugung

Der zur Aufheizung des Argons benutzte Plasmabrenner besass als Kathode einen Wolframstift, der konzentrisch in der die Anode bildenden Düse angeordnet war. Die Düse hatte einen Durchmesser von 5 mm. Der Gasdurchsatz konnte zwischen 5 und 10 g Argon/sec variiert werden. Die dem Brenner zugeführte elektrische Leistung lag im Bereich von 20 kW. Durch Ringe aus Pertinax wurde der Brenner gegen die nachfolgende Mischkammer und damit gegen das ganze Generatorsystem elektrisch isoliert, so dass vom Brenner ausgehende Leckströme auszuschliessen waren. Der Brenner selbst war in ein Eisengehäuse eingebaut, damit Rückwirkungen des Generatormagnetfeldes auf den Brenner vermieden wurden.

Unmittelbar hinter der Brennerdüse wurde dem heissen Gas Kalium zugesetzt. Hierzu wurde eine bereits entwickelte Anordnung benutzt, die es ermöglicht, dem Argon eine genau einstellbare Menge Kalium kontinuierlich zuzuführen. Das flüssige Kalium - die gesamte Apparatur wird auf $70 - 80^{\circ} \text{C}$ aufgeheizt - wird durch einen Kolben, dessen Vorschubgeschwindigkeit genau eingestellt werden kann, aus einem Vorratszylinder über ein dünnes Rohr in die Verdampfungskammer eingeführt. Die Verdampfungskammer besteht aus einem Wolframzylinder, der in die Mischkammer hineinragt und dadurch auf Temperaturen oberhalb des Siedepunktes gebracht wird. Die Verdampfungskammer hat zur Mischkammer hin eine kleine Öffnung, die einen solchen Querschnitt hat, dass sich im Verdampfungsraum ein Überdruck an Kaliumdampf ausbilden kann. Hierdurch wurde eine gleichmässige Kaliumzufuhr gewährleistet, da sowohl ein Siedeverzug des Kaliums wie auch Ungleichmässigkeiten im Kolbenvorschub ausgeglichen werden.

Der Kaliumzusatz betrug stets $0,22 \text{ Gew. } \%$. In der Mischkammer (Länge 21 cm ; Durchmesser $2,6 \text{ cm}$) und im Zwischenstück bis zum Generator (siehe Abb. 9) waren Wolframrohre angebracht, die geerdet waren, um auch hier das Auftreten unerwünschter Nebenströme zu verhindern. Die thermische Isolierung erfolgte in diesem Bereich der Anordnung durch eine das Wolframrohr umgebende Schicht von Bornitrid, darauf folgte ein Mantel aus Magnesiumoxyd oder Ergon, und ganz aussen gab ein Rohr aus unmagnetischem Stahl (V2A) der Anordnung den mechanischen Halt.

C.2 Generator

Der Generatorkanal hatte einen rechteckigen Querschnitt mit den Abmessungen $15 \times 20 \text{ mm}^2$. Seine Länge betrug 100 mm . In die schmaleren Seiten des Kanals waren 5 Paare von Elektroden eingebaut. Diese bestanden aus Tantalblech von 1 mm Stärke. Sie waren rechteckförmig mit der Abmessung $6 \times 15 \text{ mm}^2$. Der Isolationsabstand zwischen zwei benachbarten Elektroden betrug 6 mm . Die Innenwände der Generatorkammer bestanden aus Bornitrid.

Um die räumliche Verteilung der Strahlungsintensität im Bereich eines Elektrodenpaares messen zu können, was später beschrieben wird, waren die beiden Seitenwände der Generatorkammer im entsprechenden Elektrodenbereich beweglich. Sie enthielten je eine gegenüberliegende kreisförmige Öffnung von 1,5 mm Durchmesser. Die beweglichen Seitenwände waren über ein Gestänge so miteinander gekoppelt, dass beide Öffnungen stets in einer Fluchtlinie lagen, die ausserdem parallel zum Magnetfeld verlief.

Das stationäre Magnetfeld, dessen Richtung senkrecht zur Strömung verlief, konnte zwischen 2,5 und 4,5 k Γ variiert werden. Mit der maximal möglichen Strömungsgeschwindigkeit von 135 m/sec und einem Elektrodenabstand von 2 cm ergibt sich bei einem Magnetfeld von 4,5 k Γ eine Leerlaufspannung zwischen gegenüberliegenden Elektroden von etwa 12 Volt. Diese EMK war zu klein, um einen elektrischen Strom zu erzeugen, der gross genug war, um Einzelheiten der Strahlungsintensitätsverteilung in ihrer Abhängigkeit von der Stromdichte im Kanal zu erfassen. Aus diesem Grunde wurde über jedes Elektrodenpaar ausserhalb des Generators eine zusätzliche EMK mit einer Leerlaufspannung bis zu 15 Volt angelegt, die den Strom über die sonst kurzgeschlossenen Elektroden verstärkte, also eine höhere $[10 \times \mathcal{L}]$ -EMK simulierte.

Trotz guter thermischer Isolierung durch Bornitrid, Magnesiumoxyd und Ergon fiel die Gastemperatur in Strömungsrichtung in der Mischkammer und im Zwischenstück bis zum Generator um ungefähr 10 - 20 Grad/cm ab. Im Generator selbst, dessen thermische Isolierung aus konstruktiven Gründen nicht so gut war wie die der Mischkammer, ergab sich ein Temperaturgradient von 20 bis 30 Grad/cm.

In der gesamten Apparatur mussten die Innenwände auf einer Temperatur von mindestens 780 $^{\circ}$ C gehalten werden, da sich sonst Kalium absetzte und elektrische Kurzschlüsse längs der Wände möglich waren. Aus diesem Grunde wurde zu Beginn jeden Experiments die Anlage durch einen Betrieb ohne Kaliumzufuhr vorgewärmt. Erst wenn die Betriebstemperatur erreicht war, wurde die Kaliumzufuhr in Betrieb gesetzt.

C.3 Optische Anordnung

Bei den optischen Messungen kam es darauf an, die Verteilung der Emission der Kaliumresonanzlinie über das Generatorvolumen zu bestimmen. Ausserdem bestand die Möglichkeit, mit Hilfe der Linienumkehrmethode die Elektronentemperaturverteilung zu messen. Zu diesem Zweck wurde die in Abb. 11 dargestellte optische Anordnung benutzt.

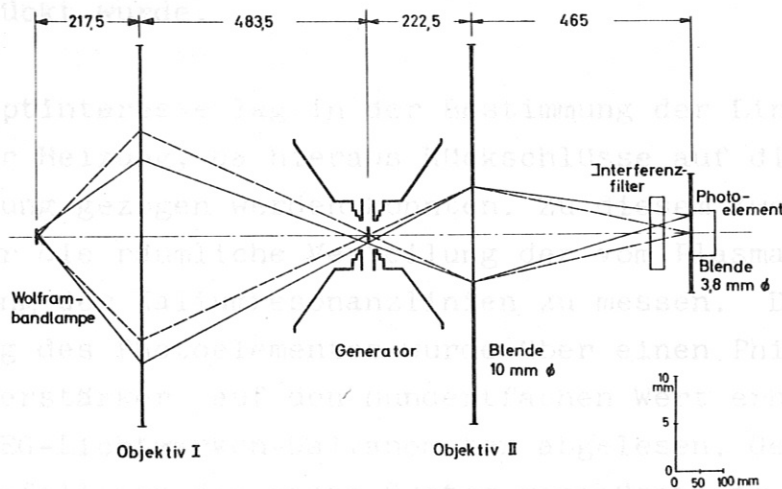


Abb. 11 Anordnung des optischen Systems

Das Objektiv I ($f = 15 \text{ cm}$; $\varnothing 4 \text{ cm}$) bildete das Band der ge-
richteten Wolframbandlampe durch das bereits erwähnte verschieb-
bare Loch in der Generatorwand in die Mitte des MHD-Kanals ab,
während das Objektiv II ($f = 15 \text{ cm}$; $\varnothing 1 \text{ cm}$) die Aufgabe hatte,
dieses Bild auf ein Germanium-Photoelement (Siemens TP 60) zu
projizieren. Zwischengeschaltet war ein Interferenzfilter mit
einem Durchlässigkeitsmaximum bei 7720 \AA und einer Halbwerts-
breite von 118 \AA , das den Kaliumresonanzlinien ($\lambda_1 = 7699 \text{ \AA}$,
 $\lambda_2 = 7665 \text{ \AA}$) angepasst war. Die das Objektiv II und den Empfänger

begrenzenden Blenden hatten den Zweck, den Öffnungswinkel der Bandlampen und der Plasmastrahlung gleich zu machen, was für die Anwendbarkeit der Umkehrmethode Voraussetzung ist. Da das Plasma für die Kalium-Resonanzlinie optisch dick ist und nur die Strahlung aus dem Inneren des Messkanals von Interesse ist, musste die kalte, Kalium enthaltende Randschicht verdrängt werden. Hierzu strömte durch beide Beobachtungsöffnungen reines Argon in den Kanal ein. Diese Strömung wurde so reguliert, dass die Hauptströmung nicht merklich beeinflusst, die Absorption der Kalium-Resonanzstrahlung in der Randschicht aber vollständig unterdrückt wurde.

Das Hauptinteresse lag in der Bestimmung der Linien gleicher Ohmscher Heizung, da hieraus Rückschlüsse auf die Stromdichteverteilung gezogen werden konnten. Zu diesem Zweck reichte es aus, nur die räumliche Verteilung der vom Plasma emittierten Strahlung der Kaliumresonanzlinien zu messen. Die Ausgangsspannung des Photoelementes wurde über einen Philbrick Modell USA-3 Verstärker auf den hundertfachen Wert erhöht und auf einem AEG-Lichtmarken-Galvanometer abgelesen. Gegen äusseren Lichteinfall war das ganze System geschützt, so dass das Photoelement nur auf das Licht des Plasmas und der Bandlampe ansprach.

Um das zu untersuchende Volumen im Generator punktweise abtasten zu können, war das ganze optische System als eine Einheit aufgebaut, die als Ganzes nach zwei Richtungen beweglich war. Gekoppelt mit einer Verschiebung des Systems war die Bewegung der verschiebbaren Seitenwand der Generatorkammer. Dies bedingte ein kleines, leichtes System, das trotzdem noch sehr stabil sein musste. Der Durchmesser der Magnetspulen war genügend gross, so dass die optische Schiene, auf der die ganze Anordnung montiert war, im Innenraum der Spulen untergebracht werden konnte und auch noch genügend Platz war, sie unter dem Generator hindurchzuführen. Die Schiene konnte messbar um je 20 mm nach oben und zur Seite bewegt werden, so dass eine

Fläche von $20 \times 20 \text{ mm}^2$ im Generatorkanal optisch abgetastet werden konnte. Die horizontale Verschiebung geschah mit Hilfe zweier Schwalbenschwanzführungen. Zur vertikalen Führung dienten vier Zylinderstäbe. Mit Hilfe von Zahnrädern und Antriebswellen konnten beide Enden der optischen Schiene gleichmässig bewegt werden. Bei einer vollen Umdrehung der Antriebswelle änderte das ganze System seine Lage nur um 1 mm.

Bei der Justierung war darauf zu achten, dass zunächst das optische System für sich eine Achse hatte. Diese musste dann aber auch noch senkrecht auf der Kanalwand stehen. Ausserdem musste die Lage der Elektroden relativ zum Mechanismus der Optik bekannt sein. Zur Überprüfung der Justierung wurde vor und nach jedem Experiment die Wolframbandlampe auf eine bestimmte Temperatur gebracht und die Spannung des Photoelementes gemessen. Bei richtiger Justierung war diese Messspannung maximal. Ergaben sich Abweichungen, so konnte eine Nachjustierung vorgenommen werden bis das Maximum wieder erreicht war. Derartige Nachjustierungen waren selten nötig, auch nicht nach Aus- und Wiedereinbau des Generators.

Zur Prüfung der Verschiebungsrichtung der optischen Achse relativ zu den Kanalwänden wurde der Generator 2 (Abb. 12) benutzt.

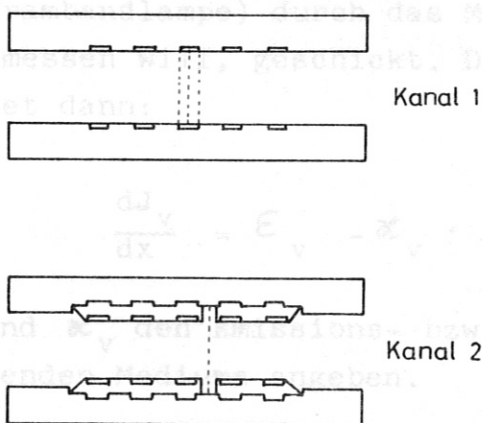


Abb. 12 Elektrodenanordnung

In diesem Generator hatten die Elektroden nur einen Abstand von 16 mm. Bei einem Gesamthub des optischen Systems von 20 mm konnte hier die optische Achse über die Elektrodenwände hinweggeführt werden. Wieder wurde die Bandlampe auf eine bestimmte Temperatur eingestellt und die optische Achse knapp über die Elektrodenwände hinweggeführt. Waren die Wände nicht parallel zur optischen Achse, so konnte dies an der Veränderung der Photospannung

festgestellt werden, wenn die Wände in den Strahl einschnitten. Eine Abweichung von der Parallelität der Wände zum Strahl von 0,1 mm bei 16 mm Kanalhöhe konnte festgestellt werden.

Diese Methode wurde auch zur genauen Bestimmung des Durchmessers der beobachteten Strahlungsfläche im Kanal benutzt, indem die optische Achse über die Wandkante hinweggeführt wurde. Wiederholte Messungen zeigten einen Durchmesser dieser beobachteten Strahlungsfläche im Kanal von $1,10 \pm 0,05$ mm. (26)

Das gesamte optische System hatte einen "toten Gang", der in y-Richtung 0,1 mm und in x-Richtung 0,55 mm betrug. Für die y-Richtung wurde dies stets korrigiert, während für die x-Richtung dieser Fehler dadurch umgangen wurde, dass alle Messungen stets in der Gangrichtung von links nach rechts durchgeführt wurden.

C.4 Messverfahren und Messfehler

Um quantitative Aussagen über die Elektronentemperatur im Generatorkanal machen zu können, wurde die Linienumkehrmethode benutzt.

Das Prinzip dieser Methode ist seit langer Zeit bekannt. Die Möglichkeit seiner Anwendbarkeit auf den hier vorliegenden Fall wurde eingehend von Riedmüller und Salvat [11] untersucht. Bei dieser Methode wird das Licht eines schwarzen Körpers (geeichte Wolframbandlampe) durch das Medium (Plasma), dessen Temperatur man messen will, geschickt. Die Strahlungstransportgleichung lautet dann:

$$\frac{dJ_v}{dx} = \epsilon_v - \kappa_v \cdot J_v \quad (26)$$

ϵ_v und κ_v den Emissions- bzw. Absorptionskoeffizienten des zu messenden Mediums angeben.

Nimmt man ein homogenes Medium an (ϵ_v und κ_v sind dann konstant), so kann man Gl. (26) integrieren:

$$J_v(x) = J_v(0) e^{-\kappa_v x} + \frac{\epsilon_v}{\kappa_v} (1 - e^{-\kappa_v x}) \quad (27)$$

Man regelt den Normalstrahler nun so ein, dass bei einer durchstrahlten Breite l des Plasmas die Intensität $J_V(l)$ gleich der Intensität $J_V(0)$ am Eintritt wird. Dann erhält man:

$$J_V(0) (1 - e^{-\kappa_V l}) = \frac{E_V}{\kappa_V} (1 - e^{-\kappa_V l}) \quad (28)$$

$$\text{oder } J_V(0) = \frac{E_V}{\kappa_V}$$

$J_V(l) = J_V(0)$ ist dann erreicht, wenn die Resonanzlinie gerade im kontinuierlichen Spektrum des Normalstrahlers verschwindet, also weder in Emission noch in Absorption auftritt.

Riedmüller und Salvat [11] konnten zeigen, dass das Verhältnis $\frac{E_V}{\kappa_V}$ gleich der Kirchhoff-Planck-Funktion $B(T_e)$ der Elektronentemperatur ist, wenn das Plasma für die Resonanzlinie optisch dick ist ($e^{-\kappa_V l} \ll 1$).

$$J_V(0) = B_V(T_e) = B_V(T_L) \quad (28a)$$

Hierbei ist ferner angenommen, dass die Intensität des Normalstrahlers einer Kirchhoff-Planck-Funktion der Temperatur T_L entspricht (Eichung der Lampe als schwarzer Strahler).

Wie aus den Messungen in [11] hervorgeht, die unter ähnlichen Bedingungen durchgeführt wurden, ist das hier verwandte Plasma hinsichtlich der Kalium-Resonanzlinien hinreichend optisch dick, so dass die Umkehrtemperatur gleich der Elektronentemperatur war.

Bei der praktischen Benutzung der Linienumkehrmethode konnte auf einen Monochromator oder einen Spektralapparat verzichtet werden. Das Interferenzfilter sorgte dafür, dass nur ein schmaler Wellenlängenbereich der kontinuierlichen Strahlung der Wolfram-Bandlampe durchgelassen wurde und so das Verhältnis von Linienstrahlung zu Kontinuumsstrahlung noch hinreichend empfindlich bei der Einstellung des Umkehrpunktes gemessen werden konnte. Die Strahlungs-

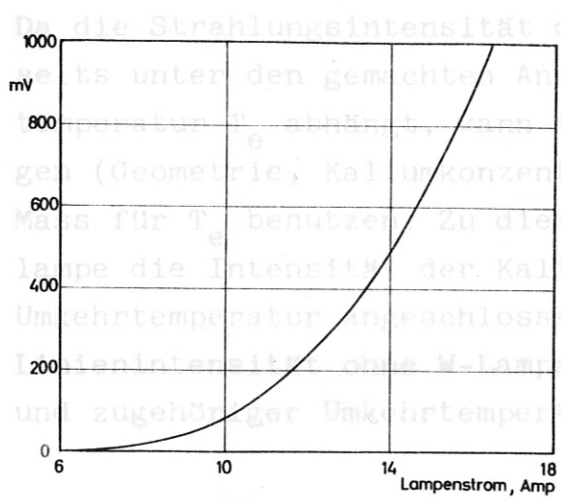


Abb. 13 Strahlungsintensität der Wolframbandlampe

intensität der Lampe (gemessen in mV-Photospannung) wurde zunächst ohne Plasma als Funktion des Bandlampenstroms aufgezeichnet (Abb. 13). Diese Messung wurde nun wiederholt, allerdings mit vorhandenem Plasma. Der Punkt, an dem sich die beiden Kurven schneiden (Umkehrpunkt), bestimmt die Umkehrtemperatur und damit hier auch die Elektronentemperatur T_e . Den Wert von T_e kann man mit einer Eichkurve

der Lampe (Abb. 14), in der nach Anbringung einer Korrektur für die Linse und das Quarzfenster der Zusammenhang zwischen Lampenstrom und Temperatur der Wolframbandlampe aufgezeichnet ist, ermitteln. Ohne angelegte Felder im Generator war diese gemessene Temperatur identisch mit der Gastemperatur.

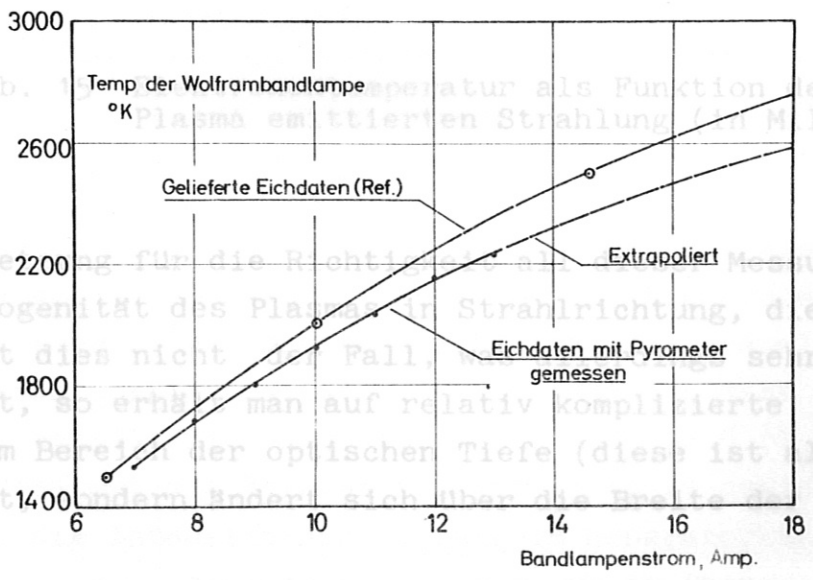


Abb. 14 Eichkurve für Wolframbandlampe

Da die Strahlungsintensität der Kalium-Resonanzlinien ihrerseits unter den gemachten Annahmen allein von der Elektronentemperatur T_e abhängt, kann man bei fest vorgegebenen Bedingungen (Geometrie, Kaliumkonzentration) diese Intensität direkt als Mass für T_e benutzen. Zu diesem Zweck wird ohne Wolfram-Bandlampe die Intensität der Kaliumlinien gemessen und dann an die Umkehrtemperatur angeschlossen. Der Zusammenhang zwischen Linienintensität ohne W-Lampe (gemessen in mV Photospannung) und zugehöriger Umkehrtemperatur ist in Abb. 15 wiedergegeben.

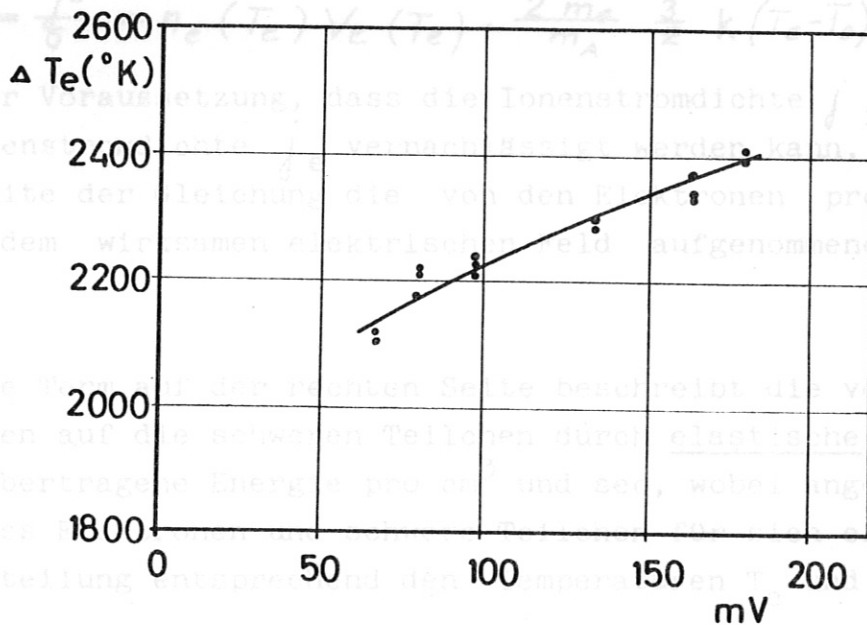


Abb. 15 Elektronentemperatur als Funktion der vom Plasma emittierten Strahlung (in Millivolt)

Voraussetzung für die Richtigkeit all dieser Messungen ist stets die Homogenität des Plasmas in Strahlrichtung, die parallel zu \vec{L} ist. Ist dies nicht der Fall, was allerdings sehr unwahrscheinlich ist, so erhält man auf relativ komplizierte Weise Mittelwerte im Bereich der optischen Tiefe (diese ist allerdings nicht konstant, sondern ändert sich über die Breite der Linien).

es daher, die Intensitätsverteilung im Generatorkanal zu bestimmen. Ein Mass hierfür ist die in mV am Photoelement abgelesene Photospannung.

Ist es auf diese Weise möglich, aus der Messung der Absolutintensitäten der Resonanzstrahlung einen Rückschluss auf die Elektronentemperatur zu ziehen, so werden die Probleme komplizierter, wenn man einen Zusammenhang zwischen Elektronentemperatur T_e und der Stromdichte j herstellen will.

Stellt man eine Energiebilanz für das Elektronengas im Plasma auf, so kann man schreiben:

$$j \cdot \mathcal{E}^* = \frac{j^2}{\sigma} = n_e(T_e) V_e(T_e) \cdot \frac{2 m_e}{m_A} \frac{3}{2} k (T_e - T_0) + R(T_e) \quad (29)$$

Unter der Voraussetzung, dass die Ionenstromdichte j_i gegen die Elektronenstromdichte j_e vernachlässigt werden kann, gibt die linke Seite der Gleichung die von den Elektronen pro cm^3 und sec aus dem wirksamen elektrischen Feld aufgenommene Energie an.

Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt die von den Elektronen auf die schweren Teilchen durch elastische Zusammenstösse übertragene Energie pro cm^3 und sec, wobei angenommen wird, dass Elektronen und schwere Teilchen für sich eine Maxwell-Verteilung entsprechend den Temperaturen T_e und T_0 besitzen.

Der zweite Term auf der rechten Seite beschreibt den Energieverlust der Elektronen durch inelastische Stösse, der in Form von Strahlung dem Plasma verloren geht.

Die rechte Seite der Gleichung hängt neben der als bekannt vorausgesetzten Gastemperatur T_0 nur von der Elektronentemperatur T_e ab. Aus diesem Grunde ergibt die Messung der räumlich aufgelösten Strahlungsintensität mit Gl. (29) ein Mass für $\frac{j^2}{\sigma}$ und damit schliesslich auch für $|j|$, da $\sigma = \sigma(T_e)$ ist. Um Rückschlüsse auf die Stromdichteverteilung zu gewinnen, genügt es daher, die Intensitätsverteilung im Generatorkanal zu bestimmen. Ein Mass hierfür ist die in mV am Photoelement abgelesene Photospannung.

Ohne Zusatz von Kalium war die emittierte Strahlung so gering, dass sie auch ohne Einschaltung des Interferenzfilters nicht vom Photoelement registriert werden konnte. Aus diesem Grunde konnte bei diesen Messungen ganz auf das Filter verzichtet werden, und zwar auch deshalb, weil die gemessene Intensität mit Kaliumzusatz im wesentlichen der Strahlung der K-Resonanzlinien entspricht, da höhere Niveaus des Kaliums kaum angeregt werden.

Die Entfernung des Interferenzfilters ermöglichte wegen des Intensitätsgewinns eine Verkleinerung der Blenden. Der Durchmesser des Beobachtungsstrahls im Plasma konnte so auf 1,1 mm reduziert werden. Alle optischen Messungen im Teil D dieser Arbeit wurden mit diesem filterlosen optischen System gewonnen. Die Streuung der Messwerte innerhalb einer Messerie lag stets unter 5 % des jeweils gemessenen Intensitätswertes. Grössere Fehler wurden durch Unregelmässigkeiten in der Kaliumzufuhr, die zwar nur selten auftraten, verursacht. Sie konnten aber stets sofort erkannt und behoben werden. Zur Kontrolle des der Photozelle nachfolgenden Verstärkers wurde die Photozelle nach jedem zehnten Messpunkt verdunkelt und die Nullage des Verstärkers kontrolliert.

Die Messgenauigkeit von $\pm 5\%$ ist besonders im Hinblick auf die komplizierte Technologie hinreichend gut.

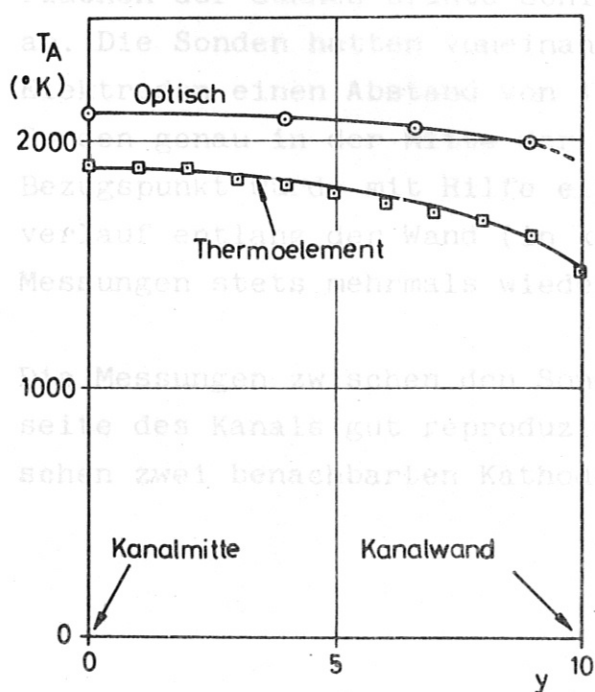


Abb. 16 Temperaturverlauf über dem Kanal

Abb. 16 zeigt Messungen der Temperaturverteilung über den Kanalquerschnitt bei offenen Elektroden (Leerlauf). Die obere Kurve wurde mit der Umkehrmethode aufgenommen, während die untere aus Messungen mit einem Thermoelement (W 3 % Rh - W 25 % Rh) stammt. Bei leerlaufendem Generator müssten eigentlich beide Kurven übereinstimmen. Man findet zwar etwa gleichen relativen Verlauf, jedoch zeigt das Thermoelement eine um etwa 200° K niedrigere Temperatur an. Dies hat seine

Ursache in der Wärmeableitung der Zuführungsdrähte des Elementes, was bei ähnlichen Experimenten nachgewiesen werden konnte.

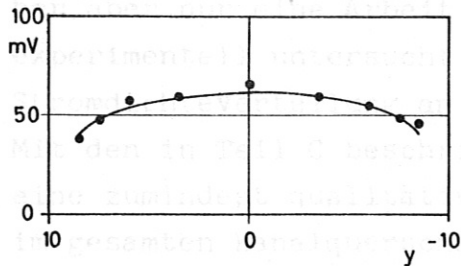


Abb. 17 Typische Strahlungsintensitäts-Verteilung über Kanal ohne angelegtes elektrisches Feld

Abb. 17 zeigt eine typische Intensitätsmessung (ohne Interferenzfilter und W-Bandlampe) bei unbelastetem Generator.

Man sieht aus den Abb. 16 und 17, dass die Temperatur und damit auch die Strahlungsintensität über den Querschnitt des Generators im unbelasteten Fall nahezu konstant ist und nur an den Rändern sich ein Abfall bemerkbar macht.

Messungen der Potentialverteilung längs der Isolatorwand zwischen zwei benachbarten Elektroden konnten Auskunft über die Stromdichteverteilung in der Nähe der Wände geben. Hierzu wurden drei 0,5 mm starke Tantaldrähte von aussen her in die Isolatorwand zwischen den Elektroden als Potentialsonden eingebaut. Die Stirnflächen der dünnen Drähte schlossen mit den ebenen Isolatorflächen ab. Die Sonden hatten voneinander und von den jeweils benachbarten Elektroden einen Abstand von 1,5 mm. In z-Richtung sassen die Sonden genau in der Mitte der Kanalwand. Mit einer Elektrode als Bezugspunkt wurde mit Hilfe eines Röhrenvoltmeters der Potentialverlauf entlang der Wand (in x-Richtung) gemessen, wobei alle Messungen stets mehrmals wiederholt wurden.

Die Messungen zwischen den Sonden im Isolator waren an der Anodenseite des Kanals gut reproduzierbar, während die Messungen zwischen zwei benachbarten Kathoden Schwankungen bis zu 30 % zeigten.

Abb. 18 Messpunktverteilung, xy-Ebene (Kreise zeigen Lage und relative Grösse der Messpunkte)

D. MESSERGEBNISSE

Die Stromdichteverteilung in einem MHD-Generator ist in mehreren Veröffentlichungen theoretisch behandelt worden [1-5]. Es ist bisher aber nur eine Arbeit bekannt geworden, in der dieses Problem experimentell untersucht wird, wobei allerdings auch nur die Stromdichteverteilung an den Elektrodenoberflächen studiert wird. Mit den in Teil C beschriebenen Messmethoden wird im Folgenden eine zumindest qualitative Bestimmung der Stromdichteverteilung im gesamten Kanalquerschnitt unter variierten äusseren Bedingungen durchgeführt.

Die beobachtete Fläche des Generatorkanals hatte eine Ausdehnung von $16 \times 18 \text{ mm}^2 \approx 3 \text{ cm}^2$, war also kleiner als die ursprünglich vorgesehene Fläche von $20 \times 20 \text{ mm}^2$. Bevor die eigentlichen Messungen begonnen wurden, mussten in zahlreichen Vorversuchen günstige Betriebs- und Arbeitsbedingungen ermittelt werden. Insbesondere wurde festgestellt, welche Mindestzahl von Messpunkten notwendig war, um hinreichend genau die Linien gleicher Strahlungsintensität und damit auch gleicher Elektronentemperatur zu bestimmen. Es zeigte sich, dass für ein Generatorsegment etwa 80 Messpunkte zur Konstruktion des Isothermenfeldes ausreichend sind. Messungen in der Nähe der Elektroden waren besonders wichtig, da hier die grössten lokalen Änderungen zu erwarten waren. Die

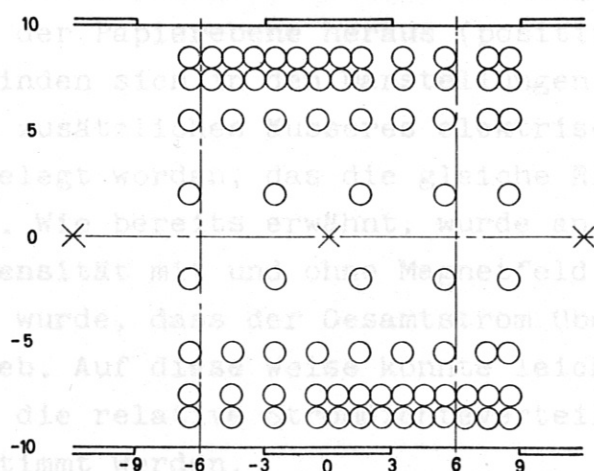


Abb. 18 zeigt die Verteilung der Messpunkte über dem Generatorquerschnitt. Die eingezeichneten Kreise geben die Lage und die erfasste strahlende Fläche wieder. Der Kanalquerschnitt hatte eine Grösse von $15 \times 20 \text{ mm}$, wobei der Elektrodenabstand (Kanalhöhe) $H=20 \text{ mm}$ war.

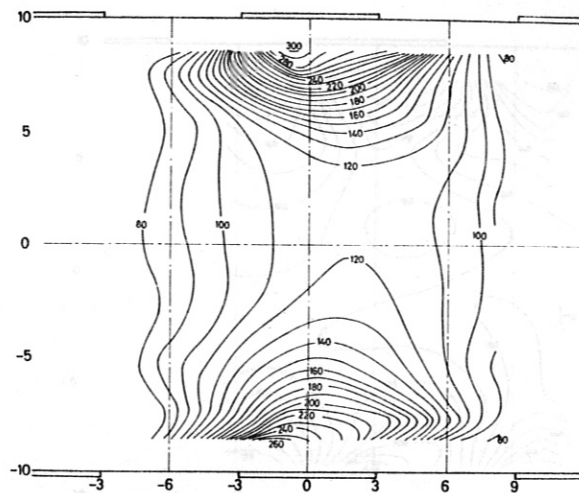
Abb. 18 Messpunktverteilung, xy-Ebene (Kreise zeigen Lage und relative Grösse der Messpunkte)

Um bei gegebenem Beobachtungsfeld auch prüfen zu können, ob sich die Stromdichteverteilung von Elektrodenpaar zu Elektrodenpaar wiederholt, wurde eine Breite des Generatorsegmentes von $S = 12$ mm gewählt. ($S =$ Gitterkonstante des segmentierten Generators). Bei einem Elektrodenabstand von $H = 20$ mm gibt dies ein Verhältnis $H/S = \frac{5}{3}$. Nimmt man nun zur Abschätzung ein $\beta = \omega \tau = 2$ an und rechnet mit einer Erhöhung des Innenwiderstandes durch das Magnetfeld auf den doppelten Wert ($\lambda = 0,5$), so fordern die theoretischen Überlegungen [4] eine relative Elektrodengrösse von $C/S = 0,5$ oder mit $S = 12$ mm Breite der Elektrode von $C = 6$ mm. Dementsprechend wurden Elektroden mit einer Breite von 6 mm eingebaut. Der Isolatorabstand zwischen zwei benachbarten Elektroden betrug ebenfalls 6 mm.

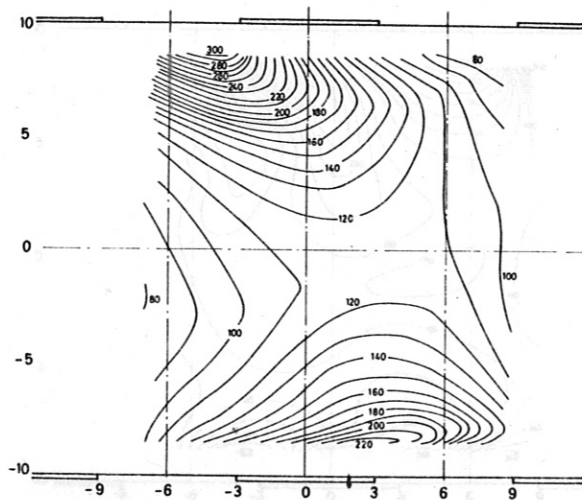
D.1 Verteilung der Lichtintensität im Kanal des belasteten Generators.

Die Messungen der Lichtintensität wurden so durchgeführt, dass zunächst quer über den Kanal ($x = \text{konst.}$) und dann längs des Kanals ($y = \text{konst.}$) die Lichtintensitäten registriert und daraus dann die Linien gleicher Intensität konstruiert wurden, wie sie in den Abb. 19 - 23 wiedergegeben sind. Alle Abbildungen sind so gezeichnet, dass das Plasma von links nach rechts (Richtung der positiven x -Achse) strömt. Die magnetische Induktion \mathcal{L} zeigt aus der Papierebene heraus (positive z -Achse), die Kathoden befinden sich in den Darstellungen unten. In allen Fällen ist ein zusätzliches äusseres elektrisches Feld an die Elektroden angelegt worden, das die gleiche Richtung wie die $[\omega \times \mathcal{L}]$ -EMK hat. Wie bereits erwähnt, wurde an jedem Messpunkt die Lichtintensität mit und ohne Magnetfeld gemessen, wobei darauf geachtet wurde, dass der Gesamtstrom über jedes Elektrodenpaar gleich blieb. Auf diese Weise konnte leicht der Einfluss des B-Feldes auf die relative Stromdichteverteilung in einem Generatorsegment bestimmt werden.

Bei diesen Experimenten war es nicht möglich, bis ganz an die Elektroden heran zu messen. Später werden aber Experimente beschrieben, bei denen dies möglich war.



$$\beta = 0$$

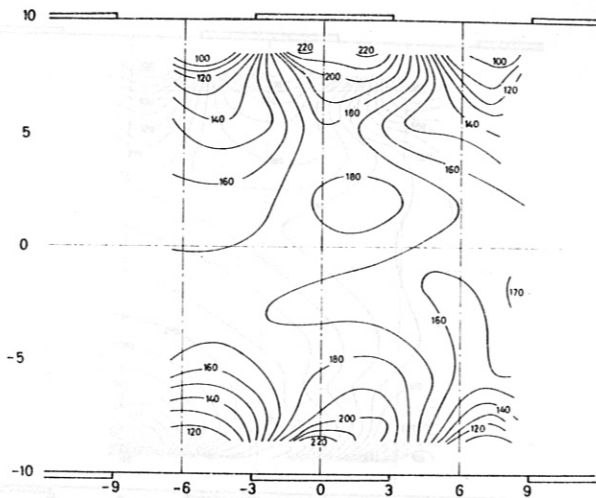


$$B = 2,5 \text{ kG}$$

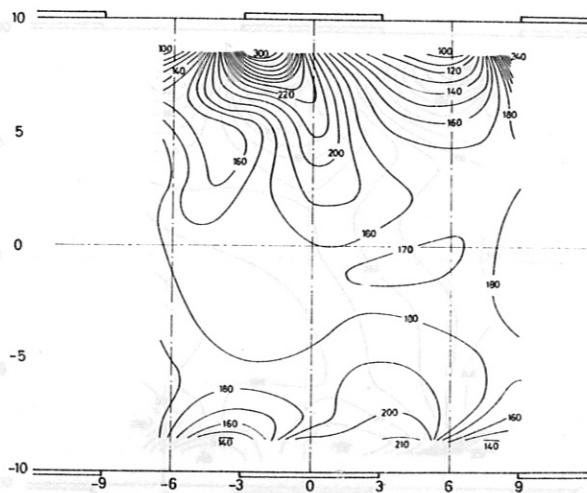
Abb. 19 Gemessene Verteilung der Strahlungsintensität

Nur über das mittlere Elektrodenpaar fließt ein Strom von 1 Amp. Gasgeschwindigkeit: 135 m/sec, Gastemperatur: 2100° K. Alle Messwerte stammen aus einem Experiment. Eingezeichnet sind Linien gleicher Strahlungsintensität. Die an jede Kurve angetragenen Zahlen geben die gemessene Photospannung an. Eingezeichnet sind alle Linien konst. Intensität, die sich in der gemessenen Photospannung um 10 mV unterscheiden.

Abb. 20



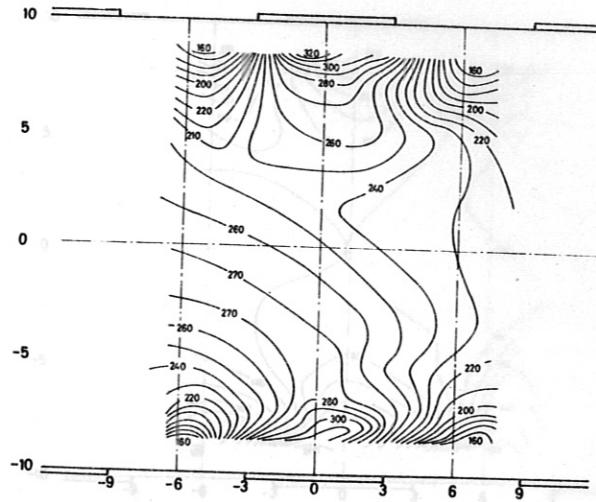
$$\beta = 0$$



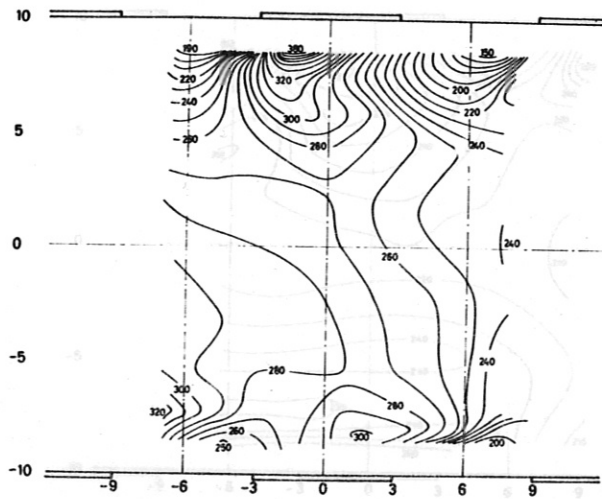
$$B = 2,5 \text{ k}\Gamma$$

Abb. 20 Gemessene Verteilung der Strahlungsintensität

Wie Abb. 19, nur fließt hier über jedes Elektrodenpaar ein Strom von 1 Amp.



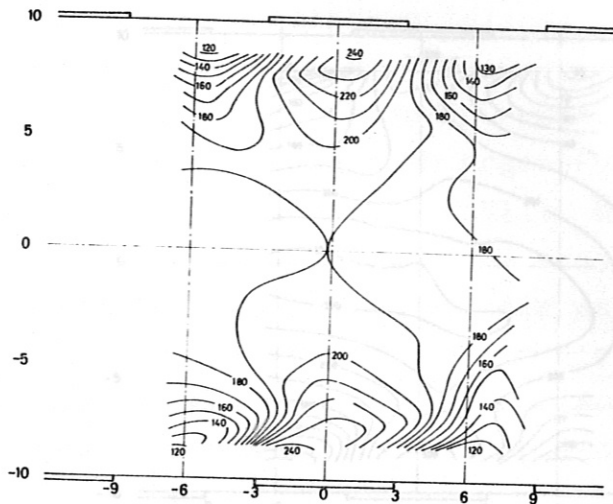
$$\beta = 0$$



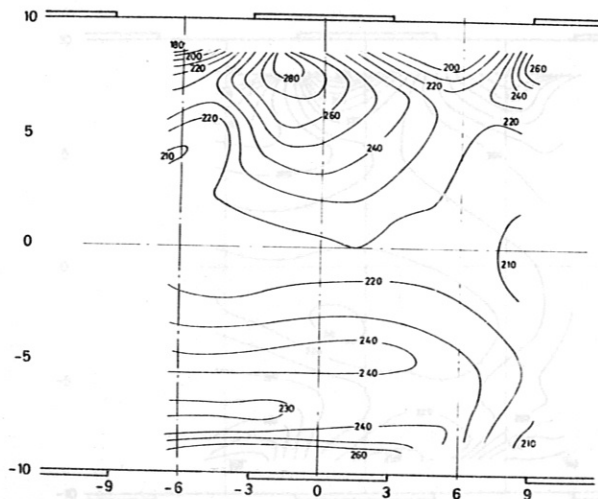
$$B = 2,5 \text{ k}\Gamma$$

Abb. 21 Strahlungsintensität-Feldverteilung

Wie in Abb. 20, nur ist die Strömungsgeschwindigkeit 68 m/sec.



$\beta = 0$



$B = 2,5 \text{ kG}$

Abb. 22 Strahlungsintensität-Feldverteilung

Abb. 23 Strahlungsintensität-Feldverteilung

Wie in Abb. 20, nur fließen 2 Amp über jedes Elektrodenpaar.

nur ist die magnetische Induktion für die untere Zeichnung $4,5 \text{ kG}$

D.3 Der Verlauf der Intensität in Isolatorhöhe

Um die sehr wichtige Intensitätsverteilung in der Nähe der Isolatorwand messen zu können, wurde die Isolatorkammer umgebaut, wie es Abb. 12 zeigt. Alle Elektroden wurden etwas weiter in den Kanal hineingeschieben, und die sich ergebenden Zwischenräume mit passenden Bornitridstäben ausgefüllt. Nur zwischen den Elektroden 3 und 4 befand sich ein 4 mm breiter und 4 mm tiefer Einschnitt in der Wand, das es ermöglichte, auch optische Messungen in der Nähe der durch die Elektrodenoberflächen gebildeten Flächen zu machen. Die Elektrodenoberflächen der Elektroden 3 und 4 waren durch 4 mm starke Bornitridscheiben abgedeckt, so dass ein Stromansatz an diesen Elektroden nicht möglich war. Die Annahme, dass das fehlende Stück in der Wand keinen Einfluss auf die Strom- und damit Intensitätsverteilung in Wandnähe hatte, konnte experimentell bestätigt werden.

$\beta = 0$

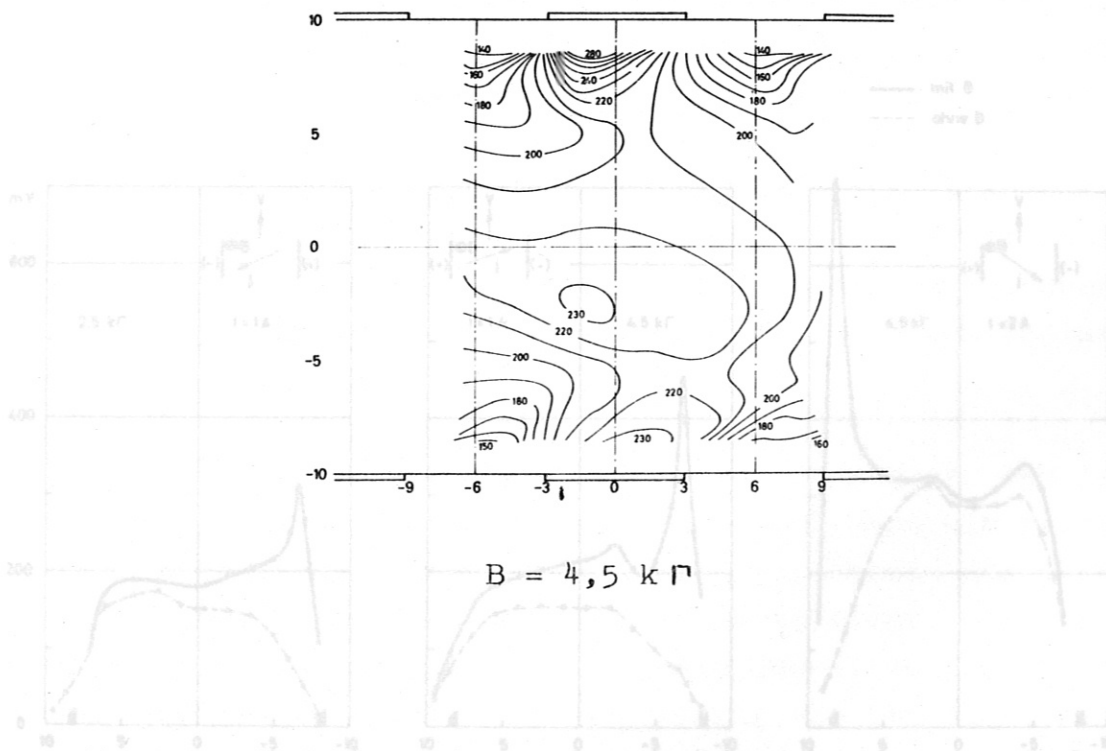


Abb. 23 Strahlungsintensität-Feldverteilung

Wie Abb. 20, nur ist die magnetische Induktion für die untere Zeichnung 4,5 kΓ

Abb. 24 Strahlungsintensität-Verteilung in y-Richtung über den Kanal in der Isolatormitte

Die magnetische Induktion im Bild links beträgt 2,5 kΓ, in den anderen Bildern 4,5 kΓ. Jedes Bild hat eine Skizze, in der die Lage der Kathoden angedeutet ist.

D.2 Der Verlauf der Intensität in Isolatornähe

Um die sehr wichtige Intensitätsverteilung in der Nähe der Isolatorwand messen zu können, wurde die Generatorkammer umgebaut, wie es Abb. 12 zeigt. Alle Elektroden wurden etwas weiter in den Kanal hineingeschoben, und die sich ergebenden Zwischenräume mit passenden Bornitridstücken ausgefüllt. Nur zwischen den Elektroden 3 und 4 befand sich ein 4 mm breiter und 4 mm tiefer Einschnitt in der Wand des Isolators, der es ermöglichte, auch optische Messungen in der Nähe der durch die Elektrodenoberflächen gebildeten Flächen zu machen. Die Seitenflächen der Elektroden 3 und 4 waren durch 1 mm starke Bornitridplättchen abgedeckt, so dass ein Stromansatz an diesen Flächen nicht möglich war. Die Annahme, dass das fehlende Stück in der Wand keinen Einfluss auf die Strom- und damit Intensitätsverteilung in Wandnähe hatte, konnte experimentell bestätigt werden.

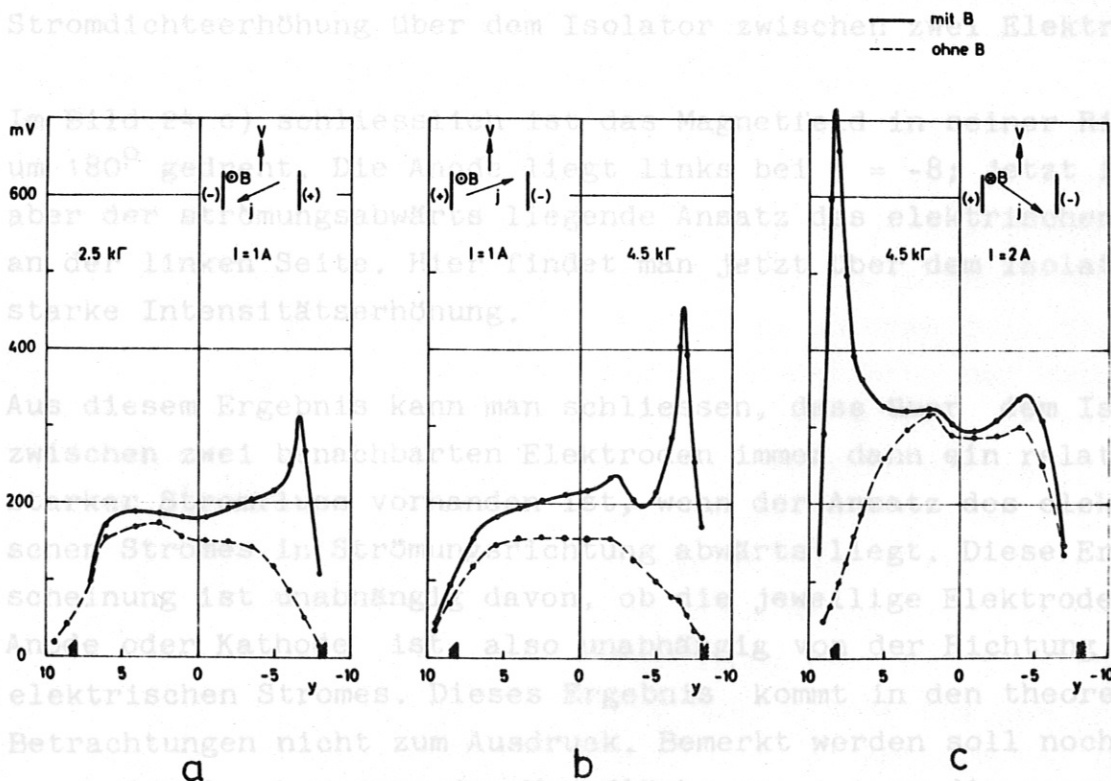


Abb. 24 Strahlungsintensität-Verteilung in y-Richtung über den Kanal in der Isolatormitte

Die magnetische Induktion im Bild links beträgt 2,5 kG, in den anderen Bildern 4,5 kG. Jedes Bild hat eine Skizze, in der die Lage der Kathoden angedeutet ist.

In Abb. 24 sind Messungen der Intensität quer über den Kanal - in y-Richtung - aufgetragen, wobei die x-Koordinate (in Strömungsrichtung) festgehalten wurde und der Mitte zwischen den beiden Elektroden entsprach. Die Lage der Wand $y = +8$ mm und $y = -8$ mm - ist in die Abbildungen eingezeichnet.

In der Abb. 24 a) befindet sich die Kathode auf der linken Seite. Die Richtung des Stromflusses zwischen Kathode und Anode ist im Diagramm im oberen Teil der Abbildung eingezeichnet. Man findet an der Wandseite der Anode, wo der elektrische Strom an der stromabwärts liegenden Seite der Elektroden ansetzt, eine relativ starke Erhöhung der Lichtintensität und damit auch der Stromdichte zwischen beiden Elektroden.

Im Bild 24 b) ist die Stromrichtung umgepolt. Jetzt liegt die Kathode bei $y = -8$. Man findet den gleichen Effekt: Dort, wo der Strom an der strömungsabwärts gelegenen Seite der Elektrode, in diesem Fall der Kathode, ansetzt, gibt es wieder eine Stromdichteerhöhung über dem Isolator zwischen zwei Elektroden.

Im Bild 24 c) schliesslich ist das Magnetfeld in seiner Richtung um 180° gedreht. Die Anode liegt links bei $y = -8$; jetzt ist aber der strömungsabwärts liegende Ansatz des elektrischen Stromes an der linken Seite. Hier findet man jetzt über dem Isolator eine starke Intensitätserhöhung.

Aus diesem Ergebnis kann man schliessen, dass über dem Isolator zwischen zwei benachbarten Elektroden immer dann ein relativ starker Stromfluss vorhanden ist, wenn der Ansatz des elektrischen Stromes in Strömungsrichtung abwärts liegt. Diese Erscheinung ist unabhängig davon, ob die jeweilige Elektrode Anode oder Kathode ist, also unabhängig von der Richtung des elektrischen Stromes. Dieses Ergebnis kommt in den theoretischen Betrachtungen nicht zum Ausdruck. Bemerkt werden soll noch, dass wegen des Durchmessers der Messfläche von 1,1 mm die genaue Lage des Maximums der Strahlungsintensität in Wandnähe nur inner-

Magn. Induktion 4,5 kP in negativer z-Richtung, $I = 1$ Amp.
Die Messungen wurden 1,5 mm von der Wandfläche durchgeführt

halb dieses Auflösungsvermögens bestimmt werden konnte. Aus dem steilen Intensitätsabfall in der Nähe der durch die Wand vorgegebenen Ebene kann man schliessen, dass in den Beobachtungseinschnitten in der Wand kein merklicher Strom floss, diese also den Messvorgang nicht störten.

Einen weiteren interessanten Aufschluss über die Stromdichteverteilung in der Wandnähe konnte durch eine Messung der Intensität längs der Kanalwand in x-Richtung, d. h. in Richtung der Strömung gewonnen werden. Dazu konnte wieder der ursprünglich verwendete Kanal benutzt werden. Die Achse des optischen Systems wurde in einem Abstand von 1,5 mm parallel zur Wand in x-Richtung bewegt. Die Abb. 25 zeigt die so gemessene Strahlungsintensität in Abhängigkeit von der

x-Koordinate. Die Elektroden haben eine Ausdehnung in x-Richtung, die sich jeweils von $x = -3$ bis $x = +3$ erstreckt.

Die Strömungsgeschwindigkeit betrug 68 m/sec. Die obere Hälfte des Bildes zeigt die Intensitätsverteilung in Anodennähe, während im unteren Teil die Messungen in der Nähe der Kathode durchgeführt wurden. Im Vektordiagramm im Kopf der Abbildung ist wieder die Stromrichtung angegeben. Man sieht zunächst, dass ohne Magnetfeld die Stromverteilung über den Elektroden mehr oder minder homogen verteilt und bei Kathode und Anode von gleicher Grösse ist. Mit dem

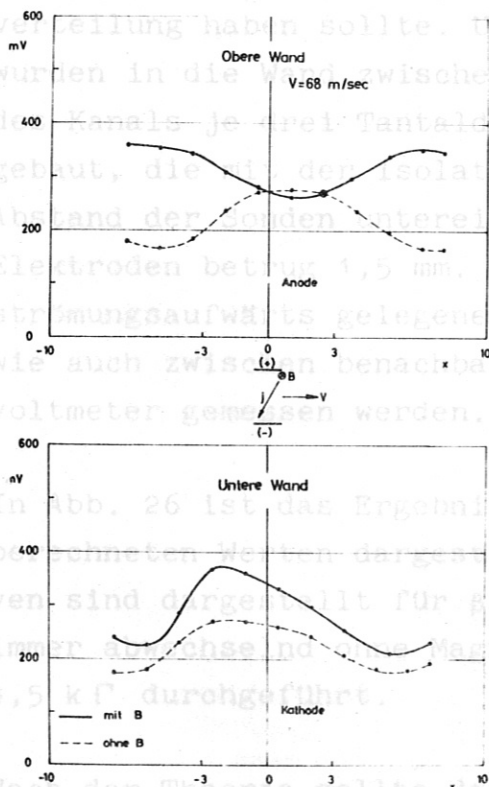


Abb. 25 Strahlungsintensitätsverteilung entlang der Elektrodenwand

Magn. Induktion $4,5 \text{ k}\Gamma$ in negativer z-Richtung, $I = 1 \text{ Amp.}$ Die Messungen wurden $1,5 \text{ mm}$ von der Wandfläche durchgeführt

der Anode. Dies stimmt mit den in y-Richtung durchgeführten Messungen überein, bei denen stets eine Intensitätserhöhung zwischen den Elektroden gefunden wurde, bei denen der Stromansatz strömungsabwärts lag. An der Kathode tritt entsprechend der Diagonalstromverteilung auf der strömungsaufwärts gelegenen Elektrodenseite eine etwas erhöhte Stromdichte auf. Diese fällt aber zwischen benachbarten Kathoden - wie ohne Magnetfeld - wieder ab.

D.3 Potentialmessungen

Es war zu erwarten, dass die unerwartet hohe Stromdichte in der Nähe der Generatorwand auch einen Einfluss auf die Potentialverteilung haben sollte. Um die Potentialverteilung zu messen, wurden in die Wand zwischen zwei Elektroden auf beiden Seiten des Kanals je drei Tantaldrahtsonden von 0,5 mm Durchmesser eingebaut, die mit der Isolatoroberfläche eben abschlossen. Der Abstand der Sonden untereinander und von den anschliessenden Elektroden betrug 1,5 mm. Die Potentialdifferenz zwischen der strömungsaufwärts gelegenen Elektrode und den einzelnen Sonden, wie auch zwischen benachbarten Sonden konnte mit einem Röhrenvoltmeter gemessen werden.

In Abb. 26 ist das Ergebnis der Messungen zusammen mit theoretisch berechneten Werten dargestellt. Die theoretisch erhaltenen Kurven sind dargestellt für $\beta = \omega \bar{t} = 5; 2; 0$. Die Messungen wurden immer abwechselnd ohne Magnetfeld und mit einer Induktion von $4,5 \text{ k}\Gamma$ durchgeführt.

Nach der Theorie sollte das Potential längs des Isolators zwischen zwei benachbarten Elektroden annähernd konstant sein ($E \approx 0$). Im Experiment ist dies nur an der Anodenwand der Fall, und dann auch nur, wenn $B = 0$ ist. In allen Fällen gibt es aber bei $B = 0$ einen Punkt, in dem das Potential einen Extremwert hat, das elektrische Feld also keine x-Komponente besitzt. Von diesem Punkt aus ist E_x zur einen Seite positiv, zur anderen aber negativ.

handelt. Setzt der elektrische Strom an der strömungsabwärts gelegenen Seite der Elektrode an, so kann man dem Potentialverlauf entnehmen, dass in z-Richtung entlang der Wand ein Strom fließen muss. Dies steht wieder in Harmonie mit den in-

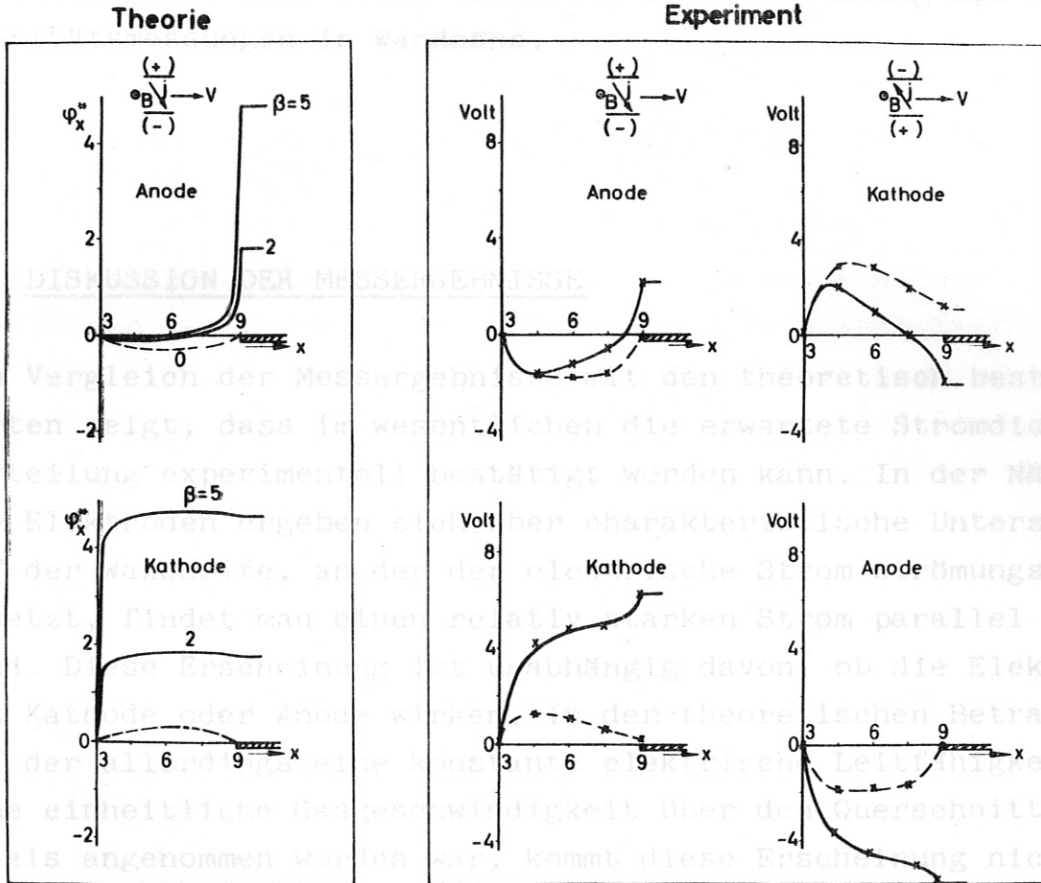


Abb. 26 Spannung entlang der Isolatorwand (auch eine von der Stromdichte (Elektrischer Strom über jedes Elektrodenpaar 2 Amp, magn. Induktion 4,5 kG in positiver z-Richtung, Strömungsgeschwindigkeit 135 m/sec, Gastemperatur 2100° K, weiter kann man mit B, ----- ohne B) Stromansatz an der Kathode im allgemeinen nicht so scharf begrenzt ist wie an der Anode, und Es fließt also bei B = 0 kein "Leckstrom" direkt an der Wand von einer Elektrode zur nächsten. Mit vorhandener magnetischer Induktion \mathcal{L} in positiver z-Richtung ist dies nur noch dort der Fall, wo der Strom an der strömungsaufwärts gelegenen Seite der Elektrode ansetzt, gleichgültig, ob es sich um Kathode oder Anode

handelt. Setzt der elektrische Strom an der strömungsabwärts gelegenen Seite der Elektrode an, so kann man dem Potentialverlauf entnehmen, dass in x-Richtung entlang der Wand ein Strom fließen muss. Dies steht wieder in Übereinstimmung mit den Intensitätsmessungen in Wandnähe. Die Stromdichte an der Kathodenwand, der stets an einer Seite vorhanden ist, verhindert bzw. reduziert werden. Ausserdem könnte dadurch auch erreicht werden, dass die Stromlinien insgesamt sich verkürzen.

E. DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE in den vorgeschlagenen MID-Generatoren mit segmentierten Elektroden die Strombahnen be-

Ein Vergleich der Messergebnisse mit den theoretisch bestimmten Werten zeigt, dass im wesentlichen die erwartete Stromdichteverteilung experimentell bestätigt werden kann. In der Nähe der Elektroden ergeben sich aber charakteristische Unterschiede. Auf der Wandseite, an der der elektrische Strom strömungsabwärts ansetzt, findet man einen relativ starken Strom parallel zur Wand. Diese Erscheinung ist unabhängig davon, ob die Elektroden als Kathode oder Anode wirken. In der theoretischen Betrachtung, bei der allerdings eine konstante elektrische Leitfähigkeit und eine einheitliche Gasgeschwindigkeit über den Querschnitt des Kanals angenommen worden war, kommt diese Erscheinung nicht zum Ausdruck. Möglicherweise werden durch die Strömungsgeschwindigkeit Ladungsträger von der Umgebung der Elektrodenkante mit ihrer hohen Stromdichte und damit auch Leitfähigkeit verschleppt. Ebenso können Relaxationseffekte hierbei mitwirken. Für die theoretische Behandlung ergibt sich hieraus die Notwendigkeit, dass neben der Beachtung von Relaxationsphänomenen auch eine von der Stromdichte abhängende Leitfähigkeit eingeführt werden muss.

Weiter kann man feststellen, dass der Stromansatz an der Kathode im allgemeinen nicht so scharf begrenzt ist wie an der Anode, und wie es die Theorie fordert. Deutlich ist dies in den Abb. 19 - 23 zu sehen. Dies hat vermutlich in der mangelnden Emissionsfähigkeit der von einer dünnen Kaliumschicht bedeckten Kathode seine Ursache. Auch hier wird es sehr schwer sein, den genauen Stromdichteverlauf theoretisch zu erfassen.

Bei allen Messungen kann man aber sehen, dass nur jeweils in einem Teil der Elektrodenoberfläche der wesentliche Stromfluss erfolgt. Dies legt den Vorschlag nahe, die Breite der Elektroden zu Gunsten ihres Abstandes untereinander zu vermindern. Dadurch könnte der Strom parallel zur Isolatorwand, der stets an einer Seite vorhanden ist, verhindert bzw. reduziert werden. Ausserdem könnte dadurch auch erreicht werden, dass die Stromlinien insgesamt sich verkürzen.

Die Messungen zeigen deutlich, dass in den vorgeschlagenen MHD-Generatoren mit segmentierten Elektroden die Strombahnen beträchtlich länger sind als man sie erwartet hat. Dadurch wird der Innenwiderstand des Generators erhöht und seine Effektivität nimmt ab. Man wird versuchen müssen, die auftretenden Wandströme zu unterbinden.

- [2] Hurwitz, H.
Kilb, R.W. Influence of Tensor Conductivity on Current Distribution in an MHD Generator, *Journal of Applied Physics*, 36, 10, 3111-3115 (1965)
- [3] Celinski, E.N.
Fischer, F.W. Two-Dimensional Analysis of MHD Generators with Segmented Electrodes, *Institut für Plasmaphysik, Garching, IPP 3/26 (1965)*
- [4] The Effect of Electrode Size in MHD Generators with Segmented Electrodes, *AIAA Journal* 4, 421-428 (1966)
- [5] Schultz-Grunow, F.
Denzel, D.L. Calculation of the Electric Characteristics of an MHD Generator with Finite Electrodes by Conformal Mapping Under Full Consideration of Tensor Conductivity and a Velocity Profile, *II. Intern. Symposium on MHD Electrical Power Generation, Paris, 661-676 (1964)*
- [6] Kerrebrock, J.L. Magnetohydrodynamic Generators with Nonequilibrium Ionization, *AIAA Journal* 3, 591-601 (1965)

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Kerrebrock, J.L. Segmented Electrode Losses in MHD Generators with Nonequilibrium Ionization, *Harvard Research Laboratory, Conduction in Gases with Elevated Electron Temperature*, Engineering Aspects of Magneto-hydrodynamics, Columbia University Press, 327-346 (1962)
- [2] Hurwitz, H.
Kilb, R.W.
Sutton, G.W. Influence of Tensor Conductivity on Current Distribution in an MHD Generator, *J. Appl. Phys.* 32, 205-216 (1961)
- [3] Crown, J.C. Analysis of Magnetogasdynamic Generators Having Segmented Electrodes and Anisotropic Conductivity, *United Aircraft Report R-1852-2* (1961)
- [4] Celinski, Z.N.
Fischer, F.W. Two-Dimensional Analysis of MHD Generators with Segmented Electrodes, *Institut für Plasmaphysik, Garching, IPP 3/26* (1965)
- [4] Riedmüller, W. The Effect of Electrode Size in MHD Generators with Segmented Electrodes, *AIAA Journal* 4, 421-428 (1966)
- [5] Schultz-Grunow, F.
Denzel, D.L. Calculation of the Electric Characteristics of an MHD Generator with Finite Electrodes by Conformal Mapping Under Full Consideration of Tensor Conductivity and a Velocity Profile, *II. Intern. Symposium on MHD Electrical Power Generation, Paris*, 661-676 (1964)
- [6] Kerrebrock, J.L. Magnetohydrodynamic Generators with Nonequilibrium Ionization, *AIAA Journal* 3, 591-601 (1965)

- [7] Kerrebrock, J.L. Segmented Electrode Losses in MHD Generators with Nonequilibrium Ionization, Avco-Everett Research Laboratory, Bericht BSD-TDR-64-35 (1964)
- [8] Kerrebrock, J.L. Diskussion bei Proceedings of an International Symposium on Magneto-hydrodynamics, Electrical Power Generation, Paris (1964)
- [9] Kerrebrock, J.L. Segmented Electrode Losses in MHD Generators with Nonequilibrium Ionization - II
6th Symposium on Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics, Pittsburgh (1965)
- [10] Hoffman, M.A.
Oates, G.C. Electrode Current Distribution in Linear MGD Channel Flow,
6th Symposium on Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics, Pittsburgh, Seite 34 (1965)
- [11] Riedmüller, W. Messungen der Elektronentemperatur in einem Argon-Kalium Plasma,
Institut für Plasmaphysik, Garching, IPP 3/31(1965).
- Riedmüller, W.
Salvat, M. Determination of Electron Temperature by Means of the Temperature Reversal Method,
7th Internat. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad (1965)

Herrn Prof. Dr. H. Maecker bin ich dafür zu Dank verpflichtet, dass er mir die Möglichkeit gab, mit dieser Arbeit an der Technischen Hochschule München zu promovieren. Herrn Prof. Dr. R. Wienecke danke ich für die Themenstellung und die Förderung der Arbeit. Den Herren Dr. G. Brederlow, Dr. M. Salvat und Dipl.-Ing. Z. Celinski bin ich für viele anregende Diskussionen zu grossem Dank verpflichtet. Bei der technischen Durchführung der Experimente waren mir die Herren P. Reinhold und P. Wagner sehr behilflich. Frl. A. Reichel möchte ich sehr für die Anfertigung der Bilder und Frl. A. Breitkopf für das sorgfältige Schreiben danken.