

Theoretische Grundlagen der  
Magnetoplasmadynamischen Generatoren

R. Wienecke

IPP 3/18

Februar 1964

**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

Theoretische Grundlagen der  
Magnetoplasmadynamischen  
Generatoren

### Theoretische Grundlagen der Magnetoplasmadynamischen Generatoren

R. Wienecke

IPP 3/18

Februar 1964

Die Erzeugung elektrischer Energie geschieht heute zu einem überwiegenden Teil in konventionellen Wärmekraftwerken, deren Wirkungsgrad bei etwa 40% liegt und sich darüber kaum steigern lassen wird. Dies hat seine Ursache in dem komplizierten Umwandlungsprozess, den die in den natürlichen Brennstoffen wie Kohle, Erdöl und Erdgas vorhandene chemische Energie wie auch in den Kernreaktoren freigesetzte Spaltungsenergie erfährt. Auf diesem Grunde ist es insbesondere interessant, nach direkteren Konversionsverfahren zu suchen, um - eben wohl in Verbindung mit kernbasierten Verfahren - eine bessere Ausnutzung der sonstigen Quellen zu erreichen. Verschiedene in dieser Hinsicht gibt es seit geraumer Zeit. Bedingt durch den Fortschritt der Technik und die Erweiterung physikalischer Kenntnisse sind in letzter Zeit neue Überlegungen und Untersuchungen angestellt worden, die zu Hoffnungen berechtigen. Neben der Kaltverbrennung in Brennstoffzellen, den thermischen Wandlern, spielen insbesondere die "Magnetoplasmadynamischen Generatoren" (MPDG) hier eine wichtige Rolle.

*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.*

## Theoretische Grundlagen der Magnetoplasmadynamischen Generatoren

---

Die Erzeugung elektrischer Energie geschieht heute zu einem überwiegenden Teil in konventionellen Wärmekraftwerken, deren Wirkungsgrad bei etwa 40% liegt und sich darüber kaum steigern lassen wird. Dies hat seine Ursache in dem komplizierten Umwandlungsgang, den die in den natürlichen Brennstoffen wie Kohle, Erdöl und Erdgas vorhandene chemische Energie wie auch die in Kernreaktoren freigesetzte Spaltungsenergie erfährt. Aus diesem Grunde ist es ausserordentlich interessant, nach direkteren Konversionsverfahren zu suchen, um - eventuell in Verbindung mit herkömmlichen Verfahren - eine bessere Ausnutzung der Energiequellen zu erreichen. Vorschläge zu diesem Zweck gibt es seit geraumer Zeit. Bedingt durch den Fortschritt der Technik und die Erweiterung physikalischer Kenntnisse sind in letzter Zeit neue Überlegungen und Untersuchungen angestellt worden, die zu Hoffnungen berechtigen. Neben der Kaltverbrennung in Brennstoffzellen, den thermionischen Wandlern, spielen insbesondere die "Magneto-Plasma-Dynamischen Generatoren" (MPDG) hier eine wichtige Rolle.

Das bereits von Faraday angegebene Grundprinzip eines derartigen Generators ist sehr einfach und beruht darauf, dass strömende, elektrisch leitende Flüssigkeiten oder Gase in einem Quermagnetfeld eine EMK erzeugen, die gleich dem Vektorprodukt von Strömungsgeschwindigkeit  $\vec{v}$  und magnetischer Induktion  $\vec{B}$  ist. Nutzt man in einer geeigneten geometrischen Anordnung diese EMK zur Erzeugung eines elektrischen Stromes aus, so gelingt es im äusseren Stromkreis nutzbare elektrische Energie zu gewinnen, die aus der kinetischen Energie der Strömung stammt. Zur Erzeugung der notwendigen Gasströmung kann man z.B. Erdgas oder Erdöl mit Luft oder Sauerstoff verbrennen und zur Erreichung hoher Geschwindigkeiten durch eine Düse beschleunigen. Da bei den Verbrennungstemperaturen die Leitfähigkeit ausserordentlich gering ist, setzt man dem Brennstoff eine Kalium- oder Caesiumverbindung zu, die wegen ihrer geringen Ionisierungsenergien schon bei den erreichbaren Verbrennungstemperaturen wenigstens zum Teil thermisch ionisiert sind und so die notwendigen Ladungsträger liefern. Man kann auf ähnliche Weise auch Reaktorenergie ausnutzen, wobei hier die Erzeugung einer hinreichend heissen und schnellen Gasströmung zur Zeit noch einige Schwierigkeiten bereitet.

Theoretische Überlegungen

1. Allgemeines

Zur Beschreibung der sich in einem derartigen Generator abspielenden Vorgänge sei das in Fig.1 wiedergegebene Modell eines Generators zugrunde gelegt. Die Strömungsgeschwindigkeit  $w$  habe nur eine x-Komponente, die Induktion  $\mathcal{L}$  besitze nur die z-Richtung. Parallel zur x-z-Ebene seien zwei Metallelektroden vorhanden, die über einen äusseren Widerstand  $R_A$  miteinander verbunden sind und einen Abstand  $d$  voneinander besitzen. Der Generator soll stationär betrieben werden, so dass keine partiellen Ableitungen nach der Zeit vorhanden sind. Die das Problem beschreibenden Grundgleichungen lauten dann:

$$\operatorname{div} \rho w = 0 \quad \text{Massenerhaltung} \quad (1)$$

$$\rho \frac{dw}{dt} = - \operatorname{grad} p + [j \times \mathcal{L}] \quad \text{Impulserhaltung} \quad (2)$$

$$\rho \frac{dq}{dt} = \rho \frac{dh}{dt} - \frac{dp}{dt} \quad \text{I. Hauptsatz der Thermodynamik} \quad (3)$$

$$j = \sigma (\mathcal{E} + [w \times \mathcal{L}] - \frac{1}{en_i} [j \times \mathcal{L}]) \quad \text{Ohmsches Gesetz} \quad (4)$$

Multipliziert man Gleichung (2) mit  $w$ , so erhält man einen Erhaltungssatz für die kinetische Energie:

$$\rho \frac{d(w^2/2)}{dt} = -w \operatorname{grad} p + w [j \times \mathcal{L}] = -w \operatorname{grad} p - j [w \times \mathcal{L}] \quad (5)$$

Ersetzt man in dieser Gleichung das Vektorprodukt  $[w \times \mathcal{L}]$  aus dem Ohmschen Gesetz, so findet man:

$$\rho \frac{d(w^2/2)}{dt} = -w \operatorname{grad} p - \frac{j^2}{\sigma} + j \cdot \mathcal{E} \quad (6)$$

Diese Gleichung sagt aus, dass sich die kinetische Energie ändert durch die Arbeit der Druckkräfte, durch Joulesche Wärme  $\frac{j^2}{\sigma}$  und durch das skalare Produkt von  $j$  und  $\mathcal{E}$ , das die pro Volumeneinheit nach aussen abgegebene oder von aussen zugeführte elektrische Leistung angibt, wie später gezeigt wird.

Im ersten Hauptsatz kann man den Term  $\rho \frac{dq}{dt}$  durch  $\frac{1}{2} \frac{d^2}{dt^2}$  ersetzen, da auf andere Weise keine Wärme zugeführt werden soll. Man erhält damit aus Gleichung (4):

$$\frac{dh}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d^2}{dt^2} + \frac{dp}{dt} \quad (7)$$

Addiert man die Gleichungen (6) und (7), so erhält man den Erhaltungssatz für die Gesamtenergie:

$$\rho \frac{d}{dt} \left( \frac{v^2}{2} + h \right) = -\rho \operatorname{grad} p + \frac{dp}{dt} + f \cdot \xi \quad (8)$$

Da unter Beachtung der Stationarität gilt:

$$\frac{d}{dt} = v \cdot \operatorname{grad} \quad (9)$$

wird aus Gleichung (8) schliesslich:

$$\rho \frac{d}{dt} \left( \frac{v^2}{2} + h \right) = f \cdot \xi \quad (10)$$

Das Magnetfeld ist, wie es auch sein muss, ganz aus der Gesamtenergiegleichung herausgefallen. Es übernimmt nur die Rolle eines "Mittlers" bei der Umwandlung von einer Energieform in die andere.

Berücksichtigt man noch die Massenerhaltungsgleichung (1), so kann man allgemein schreiben:

$$\operatorname{div} \rho v \left( \frac{v^2}{2} + h \right) = f \cdot \xi \quad (11)$$

Im speziellen eindimensionalen Fall wird hieraus mit

$$\rho v_x = \dot{m} = \text{Massenfluss/Flächeneinheit} \quad (12)$$

$$\rho v_x \frac{d}{dx} \left( \frac{v^2}{2} + h \right) = f \cdot \xi \quad (13)$$

## 2. Berechnung der Leistungsdichte ~~j · E~~

Zur Berechnung der elektrischen Feldstärke und der Stromdichte gehen wir vom Ohmschen Gesetz (4) aus. Man erhält die beiden Komponentengleichungen:

$$j_y = \sigma (E_y + [v \times B]_y - \frac{1}{en_i} [j \times B]_y) = \sigma (E_y - v_x B_z + \frac{1}{en_i} j_x B_z) \quad (14)$$

$$j_x = \sigma (E_x - \frac{1}{en_i} [j \times B]_x) = \sigma (E_x - \frac{1}{en_i} j_y B_z) \quad (15)$$

Führt man

$$\frac{\sigma B_z}{e n_i} = \beta \quad \text{ein,} \quad (16)$$

so kann man die Gleichungen auflösen und erhält:

$$j_y = \frac{\sigma}{1+\beta^2} (E_y - v_x B_z + \beta E_x) \quad (17)$$

$$j_x = \frac{\sigma}{1+\beta^2} (E_x - \beta [E_y - v_x B_z]) \quad (18)$$

Die elektrische Leitfähigkeit eines Plasmas wird bekanntlich ganz überwiegend durch die freien Elektronen hervorgerufen. Unter Vernachlässigung des Ionenbeitrages zur Leitfähigkeit kann man sehr einfach zeigen, (1) dass

$$\beta = \frac{\sigma B}{e n_i} = \omega_e \tau_e \quad (19)$$

wobei  $\omega_e = \frac{eB}{m_e}$  die Gyrationfrequenz und  $\tau_e$  die mittlere Stosszeit der Elektronen ist.

In dem in Fig.1 beschriebenen Modell kann man die beiden parallel gestellten Elektroden als Aequipotentialflächen betrachten und in dieser Näherung  $E_x = 0$  setzen. Es fließen trotzdem durch den Hall-Effekt hervorgerufene Ströme in x-Richtung, die über die Elektroden kurzgeschlossen werden.

Man erhält unter dieser Annahme:

$$j_y = \frac{\sigma}{1+\beta^2} (E_y - v_x B_z) \quad (20)$$

$$j_x = - \frac{\sigma \beta}{1+\beta^2} (E_y - v_x B_z) \quad (21)$$

Unterbricht man den äusseren Stromkreis ( $j_y=0$ ), so erhält man die Leerlauffeldstärke

$$E_{y0} = v_x B_z \quad (22)$$

die in diesem Fall dafür sorgt, dass die elektromotorische Kraft kompensiert wird. Führt man nun das Verhältnis

$$K = \frac{E_y}{E_{y0}} = \frac{E_y}{v_x B_z} \quad (23)$$

in die Gleichungen (20) und (21) ein, so wird

$$j_y = \frac{\sigma}{1+\beta^2} (K-1) v_x B_z \quad (24)$$

$$j_x = \frac{\sigma \beta}{1+\beta^2} (K-1) v_x B_z \quad (25)$$

Für das skalare Produkt  $\mathcal{J} \cdot \mathcal{E}$  ergibt sich:

$$P_I = \mathcal{J} \cdot \mathcal{E} = j_y E_y = \frac{\sigma}{1+\beta^2} K (K-1) v_x^2 B_z^2 \quad (26)$$

Durch Anwendung der Kirchhoffschen Regel auf den Stromkreis findet man leicht, dass

$$K = \frac{R_A}{R_i + R_A} \quad (27)$$

ist, wenn mit  $R_i$  der Innenwiderstand des Generators gemeint ist.

Zur Berechnung der am äusseren Widerstand  $R_A$  verbrauchten Leistung integrieren wir das Produkt  $\mathcal{J} \cdot \mathcal{E}$  über das Volumen unseres Generators. Da  $E_y$  nicht von  $x$  abhängen soll, wird:

$$\iiint j_y E_y dx dy dz = \int E_y dy \cdot \int j_y dx dz = (U_2 - U_1) \cdot I \quad (28)$$

Die Potentialdifferenz zwischen den Generatorplatten ist aber auch am äusseren Widerstand vorhanden, so dass Gleichung (28) die am Widerstand  $R_A$  verbrauchte Leistung angibt. Es ist damit nachgewiesen, dass  $j \cdot \mathcal{E}$  die pro Volumeneinheit des Generators nach aussen abgegebene Leistung angibt.

Die maximale Leistung wird nach aussen abgegeben, wenn  $K = \frac{1}{2}$  ist ( $R_i = R_A$ ). Die zugehörige maximale mögliche Leistungsdichte beträgt dann:

$$P_{\max} = \frac{1}{4} \frac{\sigma}{1+\beta^2} v_x^2 B_z^2 \quad \text{Watt cm}^{-3} \quad (29)$$

Bei der in Fig. 1 beschriebenen Anordnung macht sich der Einfluss der Hall-Ströme sehr störend bemerkbar, da sie über den Faktor  $\frac{1}{1+\beta^2}$  die Leistungsdichte unter Umständen erheblich drücken können.

Statt des einen Paares ausgedehnter Elektroden, kann man eine Reihe von Elektrodenpaaren verwenden, die voneinander isoliert sind. An Stelle des bisher vorhandenen Aussenwiderstands  $R_A$  ist dann entsprechend für jedes Elektrodenpaar ein gesonderter Widerstand zu nehmen, wie es in Fig. 2 dargestellt ist. War im ersten Fall die elektrische Feldstärke in Strömungsrichtung zu vernachlässigen, so ist <sup>hier</sup> kein Hallstrom  $j_x$  anzunehmen.

Man erhält für diesen Fall die Bedingungen:

$$j_y = \sigma (E_y - v_x B_z) = \sigma (K-1) v_x B_z \quad (30)$$

$$j_x = 0 \quad (31)$$

$$E_x = \beta (E_y - v_x B_z) = \beta (K-1) v_x B_z \quad (32)$$

$$P_{II} = (j_y E_y)_{II} = \sigma (E_y - v_x B_z) \cdot E_y = \sigma (K-1) K v_x^2 B_z^2 \quad (33)$$

Man sieht, dass die Leistungsdichte hier nicht mehr von  $\beta$  abhängt, also bei gleichen Bedingungen grösser geworden ist. Gegen diesen Vorteil hat man aber den Nachteil mehrerer Verbraucher eingetauscht. Hinzu kommt eine axiale Feldstärke  $E_x$ , die unter Umständen zu Potentialschwierigkeiten führen kann.

Als dritte Variation ist ein Hall-Generator möglich (Fig.3), bei dem man die sich ausbildende axiale Feldstärke  $E_x$  ausnutzt. Zu diesem Zweck schliesst man die Elektrodenpaare des Generators mit segmentierten Elektroden kurz und verbindet das erste und letzte Paar durch den äusseren Widerstand. Hier ergibt sich, dass  $E_y=0$  wird. Man erhält für die Stromdichten und Leistungsdichten:

$$j_x = \frac{\sigma}{1+\beta^2} (E_x + \beta v_x B_z) \quad (34)$$

$$j_y = \frac{\sigma}{1+\beta^2} (\beta E_x - v_x B_z) \quad (35)$$

Führt man hier die Leerlauf Feldstärke  $E_{x0}$  ( $j_x=0$ ) ein, so kann man schreiben

$$K = \frac{E_x}{E_{x0}} = \frac{E_x}{-\beta v_x B_z} \quad (36)$$

Damit wird:

$$j_x = \frac{\sigma \beta}{1+\beta^2} v_x B_z (1-K) \quad (37)$$

$$j_y = - \frac{\sigma \beta}{1+\beta^2} v_x B_z (1+\beta^2 K) \quad (38)$$

$$P_{III} = j_x E_x = \frac{\sigma}{1+\beta^2} \beta^2 K (1-K) v_x^2 B_z^2 \quad (39)$$

Die Leistungsdichte geht hier für grosse  $\beta$  gegen die des Generators mit segmentierten Elektroden. Der Vorteil besteht darin, dass nur ein Verbraucher vorhanden ist, an dem ausserdem eine relativ hohe Potentialdifferenz abfällt.

Um alle drei Generatortypen vergleichen zu können, bilden wir das Verhältnis  $P/\sqrt{v_x^2 B_x^2}$ . Das Ergebnis ist über K in der Fig. 4 wiedergegeben, wobei für  $P_{II}/\sqrt{v_x^2 B_x^2}$  die obere Kurve ( $\beta=0$ ) des Generators mit einem Elektrodenpaar gilt. Man sieht, dass beim Hallgenerator die reduzierte Leistungsdichte mit  $\beta^2$  wächst, während sie beim Generator I stark fällt.

Die hier beschriebenen Vorgänge gelten in einem Generator nur lokal. Es ist nicht berücksichtigt, dass im Generator die Enthalpie wie auch die kinetische Energie durch die Energieauskoppelung verändert werden. Ausserdem muss man beachten, dass das von aussen angelegte Magnetfeld durch die im Plasma fliessenden Ströme verändert wird. Eine genaue Beschreibung des Generators setzt eine quantitative Lösung der eingangs angegebenen Erhaltungsgleichungen voraus. Dies ist bisher nur für einige spezielle Annahmen geschehen und ändert nichts Wesentliches an den hier angegebenen Ergebnissen, die einen guten Überblick über die Vorgänge in einem MPD-Generator und die erreichbaren Leistungsdichten geben. Als Beispiel möge angegeben sein, dass bei einer Leitfähigkeit von  $1 \cdot 10^{-1} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ , einer Strömungsgeschwindigkeit von  $1 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$  und einer Induktion von  $2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Voltsec}}{\text{cm}^2} = 2 \cdot 10^4 \text{ Gauß}$ , die maximale Leistungsdichte  $10 \text{ Watt} \cdot \text{cm}^{-3}$  beträgt.

### 3. Leitfähigkeit des Plasmas

Wie oben gezeigt worden ist, ist die Leistungsdichte proportional zur elektrischen Leitfähigkeit des strömenden Gases. Da man bei der Verbrennung von Erdöl, Erdgas oder ähnlichen "billigen" Brennstoffen sicher Temperaturen von etwa  $2500^\circ \text{K}$  nicht überschreiten kann, ist bei Annahme thermischer Ionisation eine nennenswerte Leitfähigkeit nur durch Zusatz von Elementen mit kleiner Ionisierungsenergie zu erreichen.

Hier kommen vor allem die Alkali-elemente Caesium und Kalium mit Ionisierungsenergien von  $E_{Cs}=3,87$  eV,  $E_K=4,34$  eV in Betracht. Der Zusatz zum Brennstoff kann dabei sehr gering sein und wird im allgemeinen die Grössenordnung von 1% haben. Für die Berechnung der Leitfähigkeit einer derartigen Mischung geht man am einfachsten von der aus der Gasentladungsphysik bekannten Gleichung aus:

$$\sigma = n_e e b_e = \frac{n_e e^2 \lambda_e}{m_e \bar{c}_e} \quad (40)$$

$e$  = Elementarladung,  $\bar{c}_e$  = mittlere thermische Geschwindigkeit  
 $n_e$  = Elektronendichte

Der Anteil der Ionen ist vernachlässigt. Für die freie Weglänge  $\lambda_e$  der Elektronen gilt

$$\lambda_e = \frac{1}{n_i Q_{ie} + n_A Q_{eA} + n_o Q_{eo}} \quad (41)$$

Dabei bedeuten  $Q_{ie}$ ,  $Q_{eA}$ ,  $Q_{eo}$  die Wirkungsquerschnitte von Elektronen gegen Alkali-Ionen, gegen Alkali-Atome und gegen die Atome oder Moleküle des "Grundstoffes". Setzt man  $\lambda_e$  ein und bildet den Kehrwert der Leitfähigkeit:

$$\eta = \frac{1}{\sigma} = \frac{m_e \bar{c}_e}{e^2} \left( \frac{n_A}{n_e} Q_{eA} + \frac{n_o}{n_e} Q_{eo} \right) + \eta_{pl} \quad (42)$$

Der Anteil des spezifischen Widerstandes des reinen Plasmas  $\eta_{pl}$  ist abgespalten worden und kann direkt nach der von Spitzer (2) angegebenen Formel berechnet werden. Das Verhältnis  $n_A/n_e$  wird bei thermischer Ionisation durch die Saha-Gleichung bestimmt:

$$\frac{n_e^2}{n_A} = A^2 T^{3/2} e^{-\frac{E_A}{kT}} \quad (43)$$

Nimmt man an, dass der Ionisierungsgrad klein ist ( $n_e \ll n_A$ ) und führt man ein Mischungsverhältnis

$$c = \frac{n_o}{n_A + n_e} \gg 1 \quad (44)$$

ein, so kann man mit Hilfe des Daltonschen Gesetzes

$$\frac{p}{kT} = n_A + 2n_e + n_o \approx n_A + n_o = n_A (1+c) \quad (45)$$

aus der Saha-Gleichung  $n_e = n_e(p, T, c)$  berechnen und damit in die Leitfähigkeitsgleichung eingehen:

$$\eta = \frac{1}{\sigma} = \frac{\sqrt{\frac{8}{\pi} k T m_e}}{e^2} \frac{\sqrt{p} T^{-5/4} e^{\frac{E_A}{2kT}} c^{1/2}}{A} (c Q_{eA} + Q_{eo}) + \eta_{pl} \quad (46)$$

Fasst man alle Konstanten zusammen und beachtet, dass für ein reines Plasma ohne Neutralteilchen  $\eta_{pl} = kT^{-3/2}$  ist, so erhält man für schwache Ionisierung und kleine Alkalibeimischung:

$$\eta = \frac{1}{\sigma} = B T^{-3/4} e^{\frac{E_A}{2kT}} (c Q_{eA} + Q_{eo}) + kT^{-3/2} \quad (47)$$

Man sieht, dass  $\sigma \approx \frac{1}{p}$  ist, und dass für die Temperaturabhängigkeit die e-Funktion entscheidend ist. Die für ein Verbrennungsgemisch aus Propan und Luft von Cambel (3) berechneten Leitfähigkeitswerte bei Zusatz von Caesium, Kalium und Natrium sind in Fig.5 in Abhängigkeit von der Temperatur wiedergegeben. Man erkennt bei der halblogarithmischen Darstellung sehr deutlich den linearen Verlauf von  $\sigma$  mit der Temperatur. Man sieht aber auch, dass die erreichbaren Werte von  $\sigma$  selbst bei Cs nicht sehr hoch sind. Deshalb sind Überlegungen angestellt worden, ob man die Leitfähigkeit durch nicht-thermische Ionisation erheblich steigern kann. Dazu gibt es zwei Möglichkeiten. Einmal kann man die nicht-thermische Ionisation durch einen äusseren Eingriff erzwingen. Man denkt daran, durch HF-Einwirkung oder Einschuss von Elektronen, Ionen oder Röntgenstrahlung zusätzlich zu ionisieren. Die Möglichkeiten hierzu sind begrenzt, da die Wirkungsquerschnitte für Ionisation durch Teilchen nicht sehr gross sind. Die grössten Aussichten scheinen für den Einschuss von Elektronen vorzuliegen. Sie durchlaufen entsprechend ihrer Anfangsenergie im Magnetfeld Teile von Gyrationbahnen, die wegen des Energieverlustes durch Ionisationsstösse ihren Radius immer mehr verkleinern müssen. Das Elektron würde bei passend gewählten

Anfangsbedingungen im Magnetfeld stecken bleiben. - Eine andere Möglichkeit für die nicht-thermische Ionisation besteht darin, dass die Elektronen durch die EMK im Generator mehr Energie aufnehmen, als sie durch Stösse an schwere Teilchen abgeben können. Notwendig hierzu ist ein Edelgas als Grundsubstanz, denn bei Molekülgasen findet die Energieübertragung vorwiegend durch unelastische Anregungsstösse mit relativ hohem Energieverlust für das Elektron statt. Bei Edelgasen können Elektronen im betrachteten Temperaturbereich nur durch elastische Stösse Energie verlieren. Dieser Verlust ist proportional zum Massenverhältnis  $\frac{m_e}{m_0}$  und daher insbesondere für Argon als Grundgas ausserordentlich klein. Nach Überlegungen von Hurwitz, Sutton und Tamor (1) ist ein Anstieg der Elektronentemperatur in einem derartigen Fall über die Gastemperatur um den Faktor 3-4 zu erwarten. Die Leitfähigkeit würde dementsprechend um den Faktor 100 ansteigen.

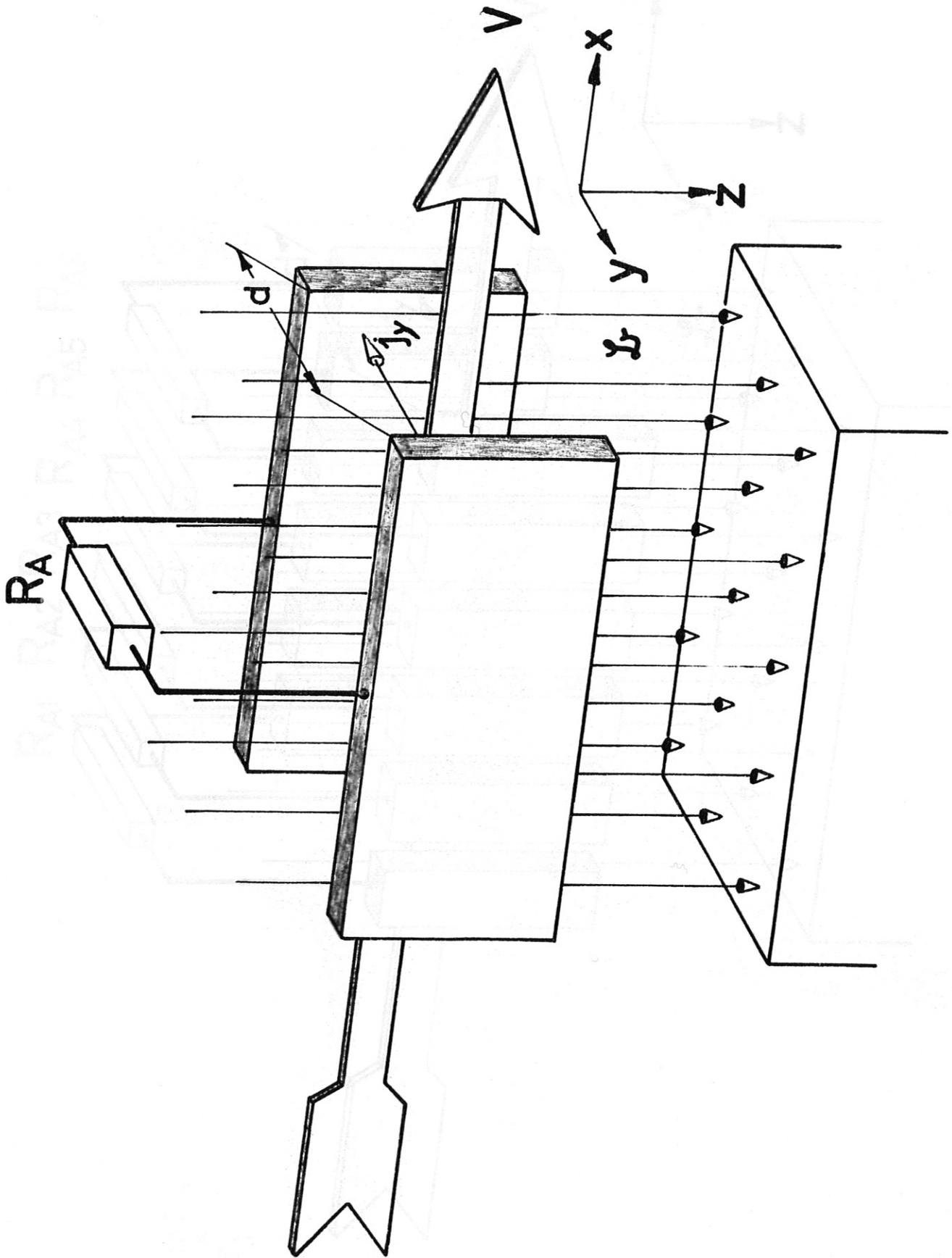


Fig.1 MPD-Generator mit einem Elektrodenpaar

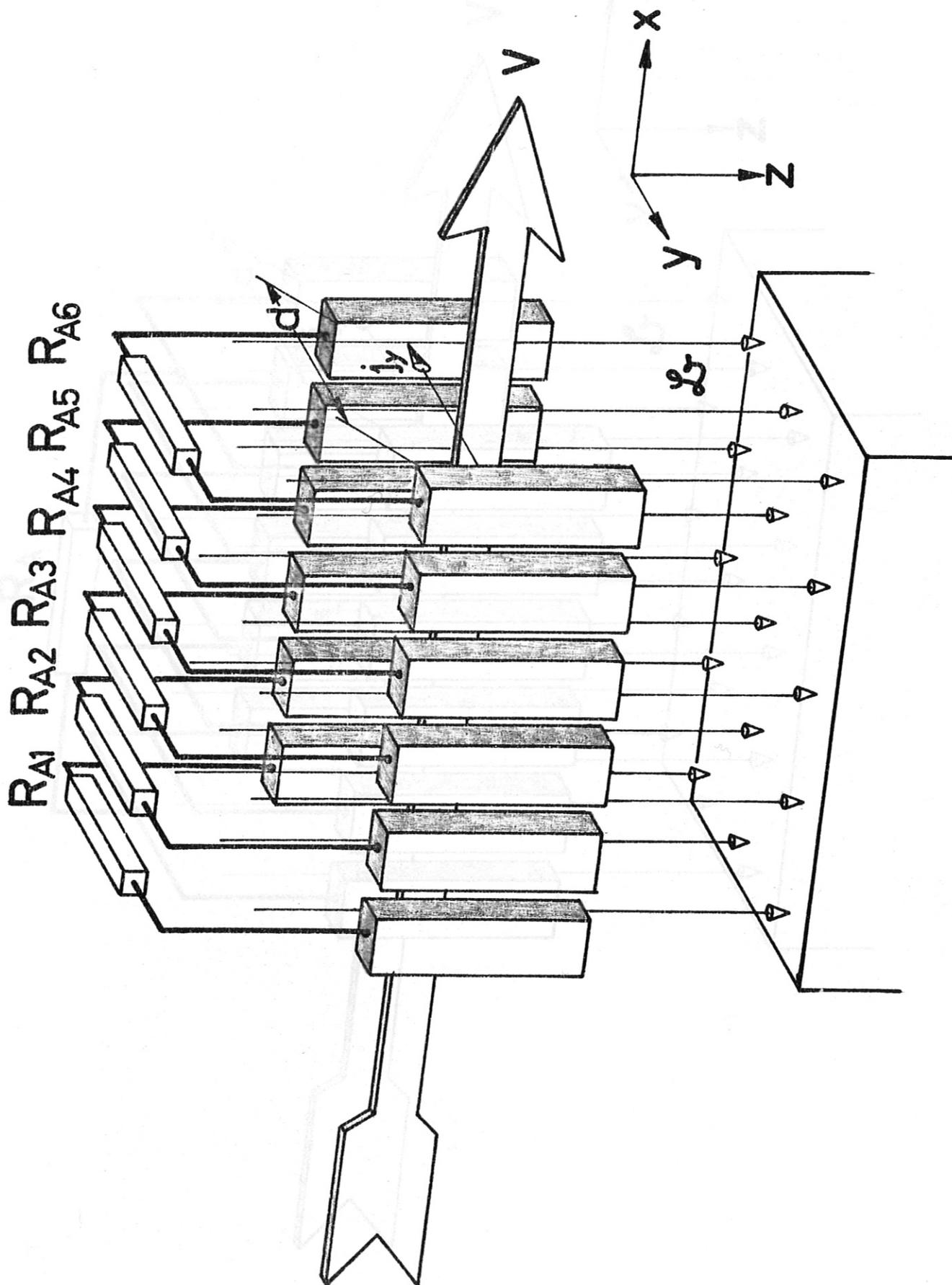


Fig.2 MPD-Generator mit segmentierten Elektroden

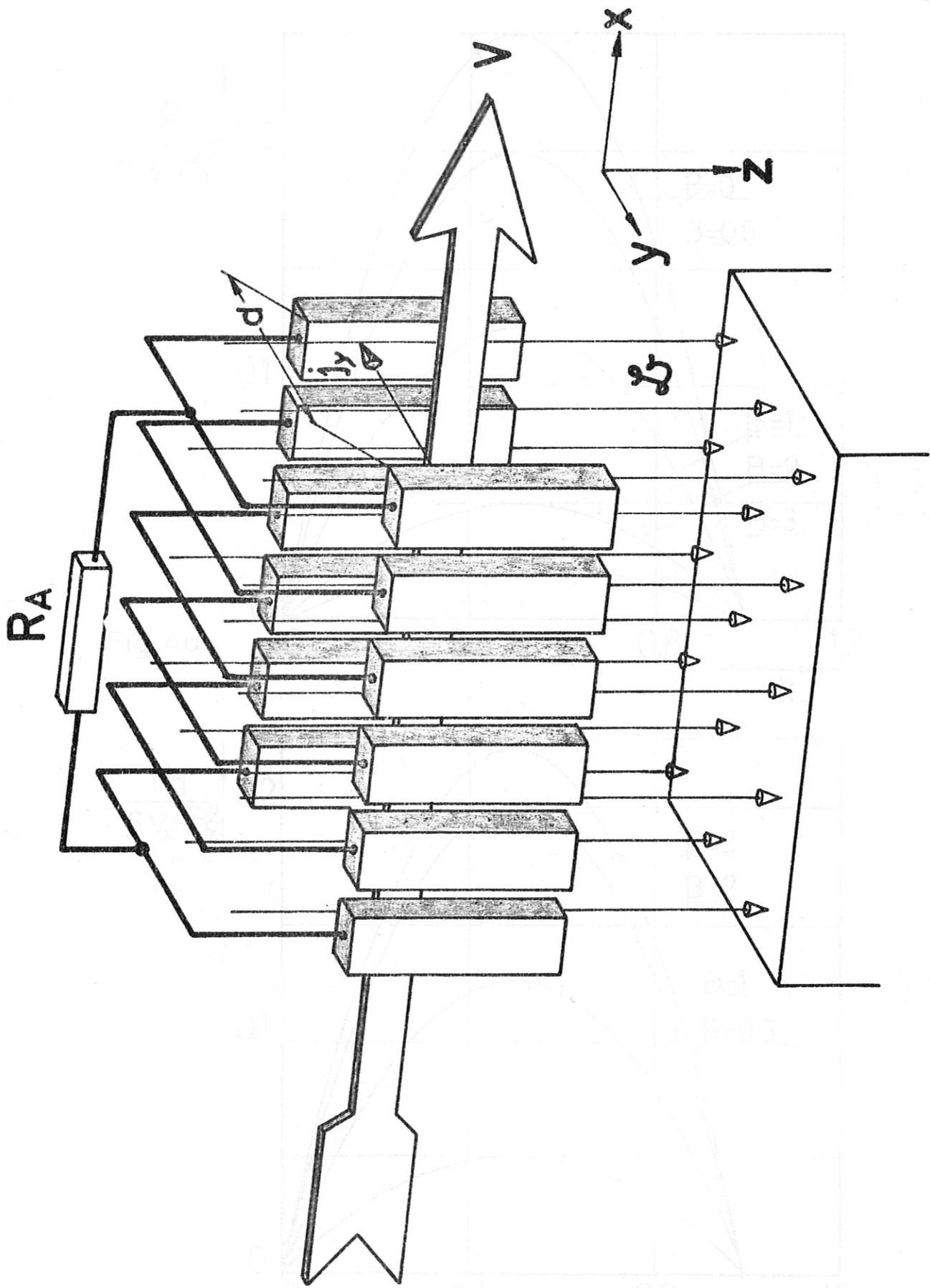


Fig.3 MPD-Hall-Generator

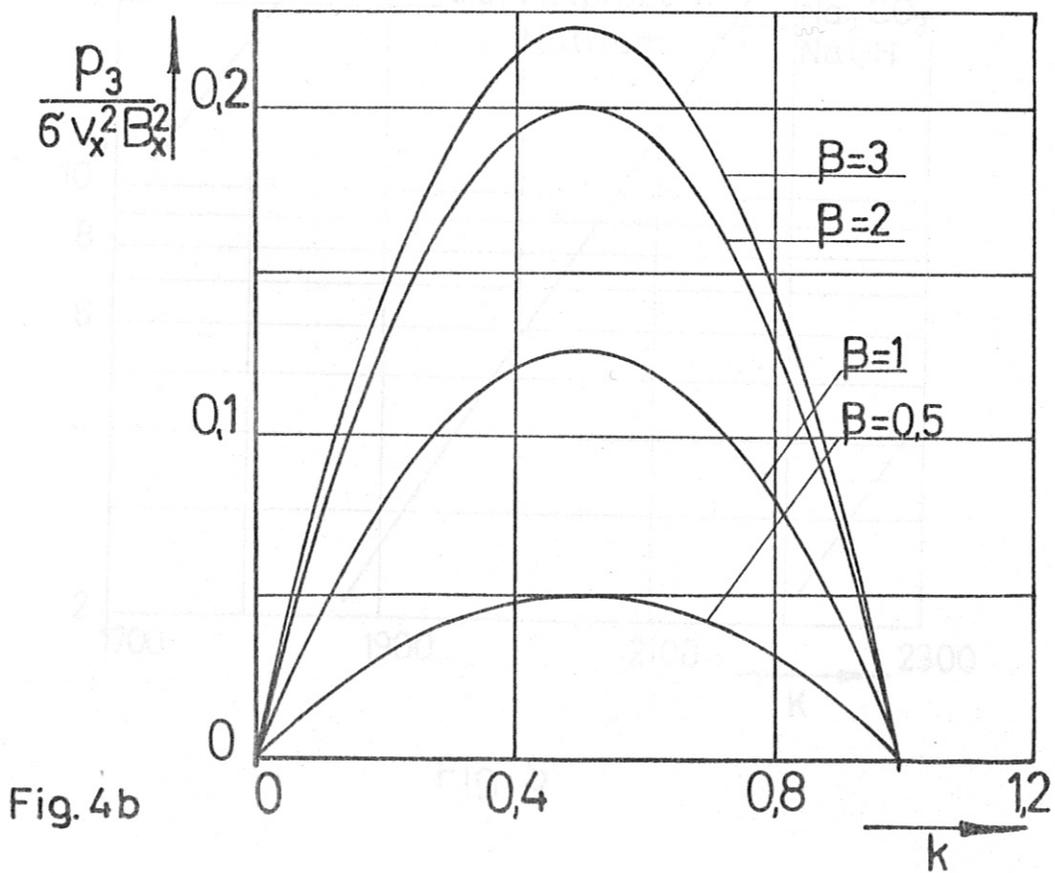
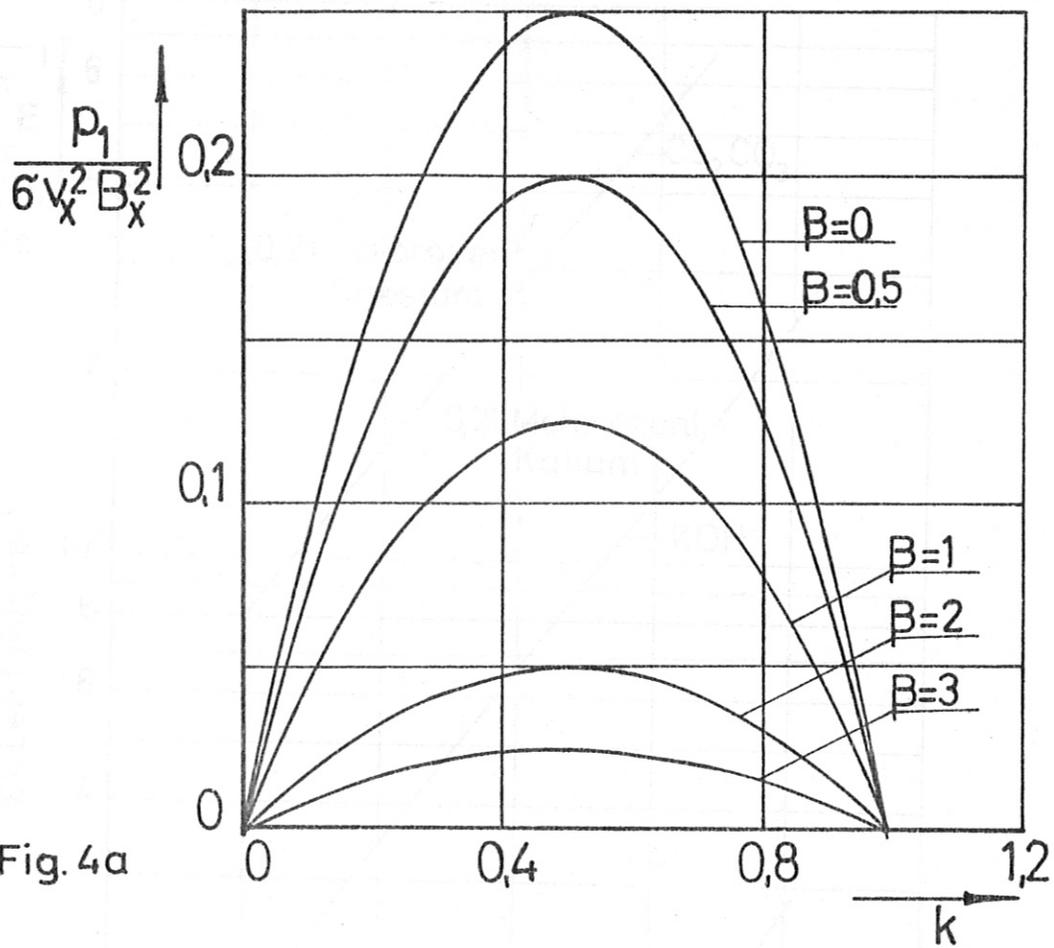


Fig. 4 Reduzierte Leistungsdichte in Abhängigkeit von  $K$   
 Parameter ist  $\beta = \omega_e \tau_e$   
 a) Generator mit einem Elektrodenpaar  
 b) Hall-Generator

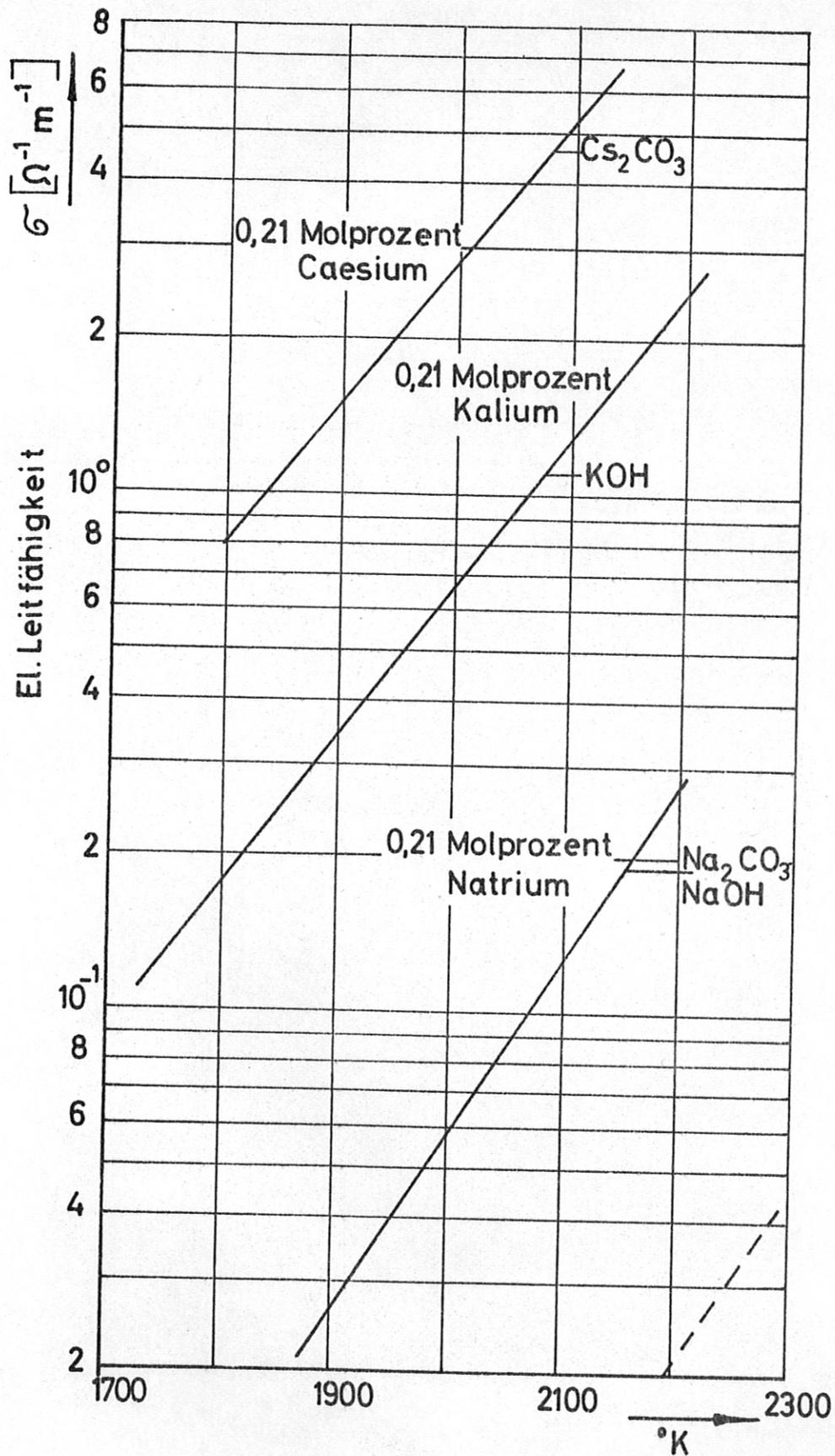


Fig. 5

Fig.5 Elektrische Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur bei Zusatz von Cs, K und Na für eine Propan-Verbrennung