Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 15 (1942)

Heft: III

Artikel: Strömungen von Quecksilberdampf in den Anodenhülsen von Mutatoren : Berechnungen und Versuchsergebnisse

Autor: Deck, W.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111306

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 19.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Strömungen von Quecksilberdampf in den Anodenhülsen von Mutatoren[1])
Berechnungen und Versuchsergebnisse

von **W. Deck**
(A.G. Brown, Boveri & Cie., Baden/Schweiz.)

(23. I. 1942.)

Zusammenfassung. In den Anodenhülsen von Mutatoren treten Strömungen von Quecksilberdampf auf: Während der Brennzeit strömt der Dampf aus den Hülsen in den Kathodenraum heraus, in der folgenden Sperrzeit in umgekehrter Richtung in die Hülsen hinein. Diese Vorgänge werden theoretisch untersucht und die Rechnungsergebnisse experimentell nachgeprüft. Es ergibt sich eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment.

I. Einleitung.

Eine Berechnung der Mutatoren, so wie sie bei den elektrischen Maschinen durchgeführt wird, ist bisher noch nicht möglich. Man kann zwar gewisse Einzelheiten berechnen, wie die Grösse der benötigten Kühlfläche, die Oberfläche der Anoden und der Kathode, die Kühlluft- resp. Kühlwassermenge, die mittlere Dampfdichte, die Ionendichte u. a. Das genügt aber bei weitem nicht, um Neukonstruktionen sicher vorausberechnen oder alte bewährte Konstruktionen für grössere Leistungen entwickeln zu können. Man ist daher für die Weiterentwicklung der Mutatoren zur Hauptsache auf Versuche angewiesen. Um diese unbefriedigende Sachlage etwas zu verbessern, soll in dieser Arbeit versucht werden, die periodischen, in den Anodenhülsen auftretenden Dampfdichteveränderungen zu berechnen. Die Resultate werden dann mit Versuchsergebnissen verglichen. In einer früheren Arbeit[2]) wurden diese Erscheinungen experimentell untersucht und ihr grosser Einfluss auf das Betriebsverhalten der Mutatoren näher besprochen.

Die Anoden eines Mutators führen einen intermittierenden Strom. Innerhalb einer Wechselstromperiode folgen sich eine Brennzeit und eine stromlose Zeit. Zum Beispiel in einer 6-Phasenschal-

[1]) Unter Mutatoren versteht man elektrisch gesteuerte Vakuumentladungsapparate für Starkstrom, die zur Umformung einer Stromart in eine andere dienen. Als diese Apparate früher nur zur Erzeugung von Gleichstrom dienten, war die Bezeichnung „Quecksilberdampfgleichrichter" üblich.

[2]) W. Deck, Brown Boveri Mitteilungen **28**, S. 97 (1941), Heft 4/5. Im folgenden als Arb. I zitiert.

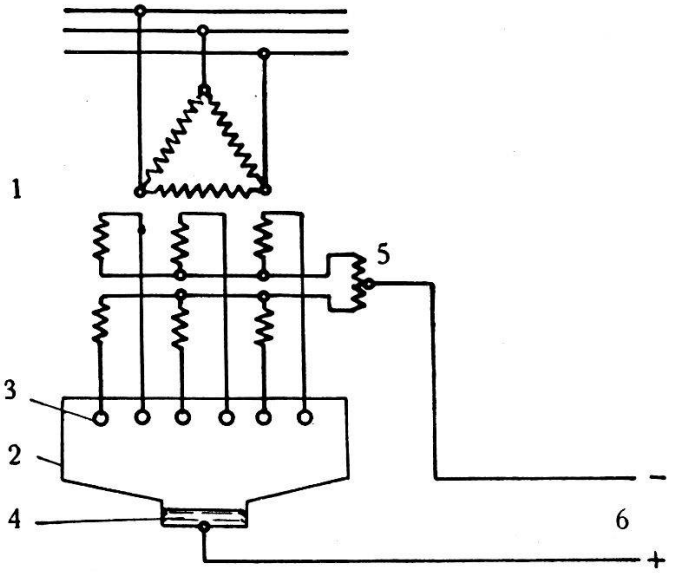

Fig. 1.
Prinzipielle Schaltung eines Wechselstrom-Gleichstrom-Mutators mit Saugdrossel-Spule.
1 Transformator, 2 Mutator, 3 Anoden, 4 Kathode, 5 Saugdrosselspule, 6 Gleichspannung.

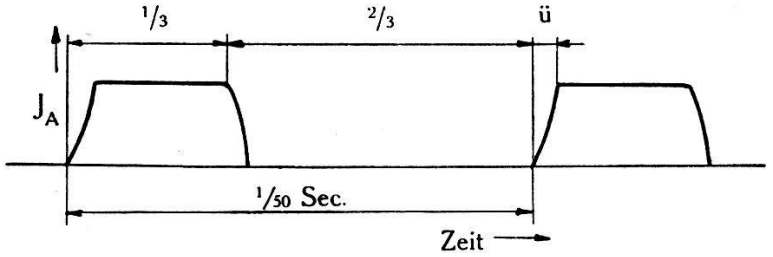

Fig. 2.
Anodenstrom J_A eines Mutators nach der Schaltung Fig. 1.
ü = Überlappungszeit.

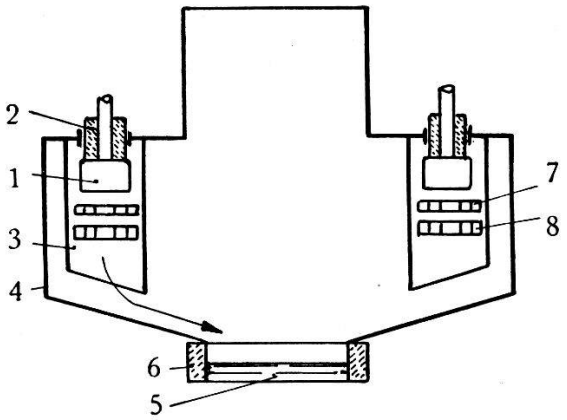

Fig. 3.
Schematischer Schnitt durch einen Mutator.
1 Anode mit Einführung, 2 Anodenisolator, 3 Anodenhülse, 4 Mutatorgehäuse, 5 Kathode, 6 Kathodenisolator, 7 Steuergitter, 8 Entionisierungsgitter.

tung mit Saugdrosselspule, wie sie Fig. 1 zeigt, beträgt die Brennzeit des Anodenstromes ca. $^1/_3$ und die stromlose Zeit, die Sperrzeit, ca. $^2/_3$ der Wechselstromperiode. Fig. 2 zeigt schematisch die Form des Anodenstromes. In der stromlosen Zeit liegt an der Anode die negative Sperrspannung.

Diese Art der Strombelastung hat zur Folge, dass die Dampfdichte in den Anodenhülsen und damit auch in der Umgebung der Anoden zeitlich nicht konstant, sondern periodischen Schwankungen unterworfen ist. Während der Brennzeit wird der Quecksilberdampf in der Anodenhülse erhitzt, was eine Steigerung des Druckes ergibt. Durch Ausströmen eines Teiles des Dampfes in den Kathodenraum (siehe Fig. 3) gleichen sich die Drucke während der Brennzeit wieder aus und damit nimmt die Dampfdichte in der Anodenhülse ab. Umgekehrt entsteht während der Sperrzeit durch die Abkühlung des Quecksilberdampfes ein Unterdruck in der Anodenhülse, der sich durch Einströmen von Dampf aus dem Kathodenraum bis zum Beginn der nächsten Brennzeit wieder ausgleicht. Die Dampfdichte nimmt wieder zu. Im stationären Fall strömt während der Sperrzeit soviel Quecksilberdampf in die Hülse hinein, wie während der Brennzeit herausgeströmt ist. Diese Erscheinungen sind seit längerer Zeit unter der Bezeichnung „Atmen" der Anodenhülsen bekannt.

II. Berechnung der Dampfströmungen.

A. Das Ausströmen.

1. *Beschreibung des Rechnungsganges.*

Eine strenge Durchrechnung der Dampfströmungen, ausgehend von den hydrodynamischen Grundgleichungen und unter Berücksichtigung der Temperaturänderungen während des Stromdurchganges bietet grosse mathematische Schwierigkeiten. Es ist daher zweckmässig und für die meisten praktischen Bedürfnisse auch genügend, wenn man den ganzen Vorgang in einzelne Teile zerlegt und diese für sich berechnet. Aus der in der Hülse umgesetzten Energie des Lichtbogens wird unter Vernachlässigung von Wärmeverlusten die minimale Zeit berechnet, die verstreicht, bis der Quecksilberdampf auf die Temperatur des Lichtbogens aufgeheizt ist. Nachdem die Temperatur und damit auch der Druck in der Anodenhülse ihren höchsten Wert erreicht haben, soll das Ausströmen des Dampfes beginnen. Dieses zerlegen wir in zwei Teile: In die Ausbildung eines Druckgefälles längs der ganzen Hülse und in die Druckabnahme in der Nähe der Anode. Bei der

Vergleichung der Ergebnisse mit Versuchsresultaten muss man berücksichtigen, dass die einzelnen Vorgänge nicht so zeitlich streng getrennt verlaufen, sondern ineinander übergehen und dass wir eine evtl. Beeinflussung des Ausströmens durch das eingebaute schwach sperrende Gitter vernachlässigen.

2. *Bezeichnungen und Zahlenangaben.*

Zur Erleichterung der Rechnung stellen wir hier die häufig gebrauchten Symbole und Zahlenangaben zusammen; die wenig benützten Grössen, ferner die Variablen und Konstanten der Differentialgleichungen führen wir fortlaufend im Text ein.

Temperaturen:

T ≙ 55^0 C = Mittlere Temperatur der Kühlfläche des Mutators.

T_1 ≙ 1000^0 K = Temperatur der Anode und Hülse = Temperatur des Hg-Dampfes in der Anodenhülse während der Sperrzeit.

T_2 ≙ 5000^0 K = Temperatur des Hg-Dampfes in der Anodenhülse während der Brennzeit.

Drucke:

p_0 = 0,02 mm Hg ≙ 25 Dyn/cm² = Dampfdruck des bei T^0 C gesättigten Hg-Dampfes.

p_1 = Unterdruck in der Anodenhülse am Anfang des Einströmens.

p_2 = Überdruck in der Anodenhülse am Anfang des Ausströmens.

$\overline{p}$ = Mittlerer Druck.

Dampfdichten:

ϱ_1 = $6{,}5 \cdot 10^{-8}$ gr/cm³ = Dampfdichte des auf die Temperatur T_1 überhitzten Hg-Dampfes bei einem Druck p_0 (nach Formel 3).

ϱ_2 = $1{,}3 \cdot 10^{-8}$ g/cm³ = Dampfdichte des auf T_2 überhitzten Hg-Dampfes bei einem Druck p_0.

$\overline{\varrho}$ = Mittlere Dichte.

Elektrische Daten:

J = Momentanwert des Anodenstromes.

J_A = 750 A = Maximalwert des Anodenstromes während der Brennzeit = $\frac{1}{2}$ Gleichstrom in Sechsphasenschaltung mit Saugdrosselspule.

$\mathfrak{E}$ = 0,1 V/cm = Spannungsgradient im Plasma in der Anodenhülse.

$\ddot{u}$ = Zeitdauer der Überlappung.

Dimensionen der Anodenhülse:

r = 10 cm = Radius der Anodenhülse.

l = 50 cm = Länge der Anodenhülse.

Zeiten:

t = Zeitkoordinate.

t_a = Aufheizzeit des Hg-Dampfes.
t_b = Zeit der Ausbildung des Druckgefälles längs der ganzen Anodenhülse.
t_c = Zeitdauer des Ausströmens.
} Ausströmen

t_a' = Abkühlungszeit des Hg-Dampfes.
t_b' = Zeit der Ausbildung des Druckgefälles längs der Anodenhülse.
t_c' = Zeitdauer des Einströmens.
} Einströmen

Physikalische Daten des Hg-Dampfes:

c_v = 0,015 cal/gr °C = Spezifische Wärme von Quecksilberdampf bei konstantem Volumen.
C_v = 3 cal/Mol = Molwärme von Hg-Dampf.
η = Koeffizient der inneren Reibung des Hg-Dampfes.
η' = Korrigierter Koeffizient der inneren Reibung (nach Formel (14)).
η'_{aus} = Korrigierter Koeffizient der inneren Reibung für das Ausströmen.
η'_{ein} = Korrigierter Koeffizient der inneren Reibung für das Einströmen.
$\varkappa$ = $2{,}4 \cdot 10^{-5}$ cal/cm sec grad. = Koeffizient der Wärmeleitfähigkeit des Hg-Dampfes (nach Formel (60)).

Daten des Hg-Atomes und physikalische Konstanten:

m = $3{,}3 \cdot 10^{-22}$ gr = Masse eines Hg-Atomes.
M = 200,6 = Molekulargewicht von Quecksilber.
D $\cong 3 \cdot 10^{-8}$ cm = Durchmesser eines Hg-Atomes[1]).
k = $1{,}37 \cdot 10^{-16}$ erg/grad = Boltzmann-Konstante.
R = $8{,}315 \cdot 10^{7}$ erg/grad Mol = Gaskonstante.

3. *Der Temperaturanstieg des Quecksilberdampfes in der Anodenhülse zu Beginn der Brennzeit.*

Die in der Hülse umgesetzte elektrische Energie dient zur Aufheizung des Hg-Dampfes von der Temperatur T_1 auf T_2 und zur Deckung der Wärmeverluste. Um eine Vorstellung darüber zu erhalten, wie rasch der Hg-Dampf auf diese Temperatur aufgeheizt wird, berechnen wir die minimale Aufheizzeit, die bei Vernachlässigung aller Wärmeverluste vorhanden wäre. Sie wird aus folgendem Ansatz erhalten:

[1]) Nach DUSHMAN, Hochvakuumtechnik S. 29.

Die in der Hülse in der Zeit t_a umgesetzte elektrische Energie = Wärmemenge in Wattsec, die zur Aufheizung des Quecksilberdampfes in der Hülse von T_1 auf T_2 nötig ist.

$$\mathfrak{E} \cdot l \int_0^{t_a} J dt = \frac{r^2 \cdot \pi \cdot l \cdot \varrho_1 \cdot (T_2 - T_1) \cdot c_v}{0{,}239} \text{ Wattsec.} \tag{1}$$

Zur Berechnung des Integrals nehmen wir an, der Stromanstieg zu Beginn der Brennzeit erfolge linear. Wenn das Aufheizen des Quecksilberdampfes in einer kürzeren Zeit als der Überlappungszeit erfolgt, so ergibt sich

$$\int_0^{t_a} J\, dt = \frac{J_A \cdot t_a^2}{2\, \ddot{u}}. \tag{2}$$

Führt man für die Dampfdichte ϱ_1 des auf T_1 überhitzten Dampfes in der Anodenhülse den Wert

$$\varrho_1 = \frac{M \cdot p_0 \cdot 273}{22400 \cdot 760 \cdot T_1} \tag{3}$$

ein, setzt man den Ausdruck (2) in (1) ein und ersetzt man M und c_v durch die entsprechenden Werte für Hg-Dampf, so erhält man als untere Grenze für die Aufheizzeit t_a des Quecksilberdampfes

$$t_a = 3{,}55 \cdot 10^{-2} \cdot r \sqrt{\frac{p_0 \cdot \ddot{u} \cdot (T_2 - T_1)}{\mathfrak{E} \cdot J_A \cdot T_1}}. \tag{4}$$

Dabei muss r in cm, $\ddot{u}$ in sec, T in ^{0}K, $\mathfrak{E}$ in V/cm, J_A in Amp., p in mm Hg gemessen werden.

Zahlenbeispiele.

Wir setzen die auf S. 276 angegebenen Werte ein und berechnen t_a für 3 verschiedene, den Versuchsergebnissen entnommene Überlappungen. Die Resultate sind in der Tab. 1 zusammengestellt.

Tabelle 1.

Minimale Aufheizzeit t_a des Quecksilberdampfes in der Anodenhülse.

Überlappung $\ddot{u}$	t_a (Rechnung)
$14{,}3 \cdot 10^{-4}$ sec	$4{,}4 \cdot 10^{-4}$ sec
$8{,}8 \cdot 10^{-4}$ sec	$3{,}44 \cdot 10^{-4}$ sec
$5{,}8 \cdot 10^{-4}$ sec	$2{,}8 \cdot 10^{-4}$ sec

Mit kürzer werdender Überlappung erfolgt also auch eine raschere Aufheizung des Quecksilberdampfes.

4. *Die Drucksteigerung in der Anodenhülse.*

Das Ansteigen der Temperatur in der Hülse bewirkt eine Druckzunahme. Die maximal mögliche Drucksteigerung erhält man mit Hilfe der Gasgesetze, wenn man voraussetzt, dass während des Druckanstieges keine wesentliche Dampfmenge ausströmt. Der Druck in der Anodenhülse wird damit

$$p_2 = \frac{T_2}{T_1} p_0 \,. \tag{5}$$

Setzen wir die Werte für T_1 und T_2 ein, so erhalten wir $p_2 = 5\, p_0 = 0{,}1$ mm Hg. Die Druckdifferenz zwischen Hülse und Mutatorgehäuse erreicht also den für Vakuumgefässe beträchtlichen Wert von $p_2 - p_0 = 0{,}08$ mm Hg.

5. *Das Ausströmen.*

a) Diskussion der Strömungsart.

Für die Beurteilung der Strömungsart ist die Kenntnis des Koeffizienten der inneren Reibung von Bedeutung. Dieser ist bei den hohen Temperaturen des Lichtbogens u. W. noch nicht gemessen worden. Wir berechnen ihn mit Hilfe der kinetischen Gastheorie aus dem Ausdruck

$$\eta = \frac{m\bar{c}}{4 \cdot \pi \cdot D^2} \tag{6}$$

(vgl. z. B. Joos, Lehrbuch der theoretischen Physik, S. 478, 1934.)

Die mittlere Geschwindigkeit $\bar{c}$ der Hg-Atome ergibt sich aus der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung zu

$$\bar{c} = \sqrt{\frac{8\,k\,T}{\pi m}} \,. \tag{7}$$

Die Geschwindigkeit der Hg-Atome und damit auch die innere Reibung des Hg-Dampfes ist temperaturabhängig. Während der Brennzeit des Anodenstromes ist $T \cong 5000^0$ K, woraus man

$$\eta_{5000^0} \cong 21 \cdot 10^{-4} \text{ gr/cm sec}$$

erhält. In der Sperrzeit ist $T \cong 1000\ ^0$K und

$$\eta_{1000^0} \cong 9{,}5 \cdot 10^{-4} \text{ gr/cm sec.}$$

Mit Hilfe dieser Werte kann entschieden werden, ob die Strömung des Hg-Dampfes in den Anodenhülsen laminar oder turbu-

lent ist. Ist ihre Geschwindigkeit kleiner als die durch die Reynold'sche Zahl $R = 2320$ bestimmte Grenzgeschwindigkeit,

$$v_{gr} = \frac{\eta \cdot R}{2 \cdot \varrho \cdot r} \tag{8}$$

so kann die Strömung nur laminar sein. Setzen wir für ϱ den aus Formel (3) berechneten Wert während der Brennzeit ein, so erhalten wir als Grenzgeschwindigkeit:

$$v_{gr} = 375 \cdot 10^4 \text{ cm/sec.}$$

Der Hg-Dampf erreicht in den Anodenhülsen niemals solche Geschwindigkeiten; denn eine Strömung kann in Rohren mit gewöhnlichen Mündungen keine grössere Geschwindigkeit als die Schallgeschwindigkeit erreichen, die sich aus dem Ausdruck

$$w = \sqrt{\frac{\gamma \cdot p}{\varrho}} \tag{9}$$

wobei

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$$

bedeutet[1]), für den während der Brennzeit vorhandenen Dampfzustand zu

$$w = 6 \cdot 10^4 \text{ cm/sec}$$

ergibt. Die Strömung des Hg-Dampfes in den Anodenhülsen ist also sicher laminar. Zum gleichen Resultat führt auch eine Untersuchung der Verhältnisse während der Sperrzeit.

Zur Berechnung der Dampfströmungen können wir daher das Poiseuille'sche Gesetz für die Durchflussmenge durch Rohre verwenden. Es lautet für Gase:

$$Q = \frac{\pi \cdot r^4}{8 \cdot \eta \cdot l} \cdot \bar{\varrho} \cdot (p_1 - p_2) \cdot t \tag{10}$$

$(p_1 - p_2)$ bedeutet die Druckdifferenz am Rohr und

$$\bar{\varrho} = \frac{M \cdot \bar{p}}{R\,T} \tag{11}$$

die mittlere Dichte. Dieses Gesetz gilt aber nur exakt solange die freie Weglänge der Gasmoleküle klein ist gegen den Rohrradius. Ist das nicht der Fall, so tritt ein Gleiten der Gasschichten auf,

[1]) Für den einatomigen Hg-Dampf beträgt $\gamma = 1{,}66$.

die der Rohrwand unmittelbar benachbart sind. Das hat zur Folge, dass eine grössere Gasmenge durch das Rohr hindurchfliesst, als dem Poiseuille'schen Gesetz entspricht.

Die Zahl N der Quecksilber-Atome pro cm^3, die zu Beginn der Brennzeit $2 \cdot 10^{14}$ beträgt, sinkt infolge des Ausströmens bis zum Ende der Brennzeit auf $3{,}9 \cdot 10^{13}$. Mit diesen Werten berechnet sich die mittlere freie Weglänge der Quecksilber-Atome

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot N \cdot D^2} \tag{12}$$

zu 1,3 cm am Anfang der Brennzeit und 6,4 cm am Ende der Brennzeit. Sie ist also kleiner als der Rohrradius, aber nicht wesentlich kleiner. Damit ist mit einer gewissen Gleitung an der Rohrwand zu rechnen. Den Einfluss dieser Gleitung kann man phänomenologisch berücksichtigen, indem man den Ausdruck (10) mit einem Korrektionsfaktor multipliziert:

$$Q = \frac{\pi \cdot r^4}{8 \cdot \eta \cdot l} \cdot \bar{\varrho} \cdot (p_1 - p_2) \cdot t \cdot \left(1 + \frac{4\,\xi}{r}\right). \text{[1]} \tag{13}$$

Der Gleitungskoeffizient hängt vom Zustand der Wand und der freien Weglänge ab. Wir wählen einen mittleren Wert und setzen

$$\xi = 2{,}3 \cdot \lambda .$$

Zur Vereinfachung führen wir anstelle des wirklichen Koeffizienten der inneren Reibung einen korrigierten Wert

$$\eta' = \frac{\eta}{1 + \frac{4\,\xi}{r}} \tag{14}$$

ein und können nun wieder das Poiseuille'sche Gesetz (10) benützen.

Die Berechnung des korrigierten Koeffizienten der inneren Reibung erfolgt für das Ausströmen aus dem wirklichen Koeffizienten für 5000^0 K und der freien Weglänge zu Beginn der Brennzeit. Man erhält so

$$\eta'_{\text{aus}} = 15 \cdot 10^{-4}\ \text{gr/cm sec}$$

und entsprechend für das Einströmen

$$\eta'_{\text{ein}} = 3{,}5 \cdot 10^{-4}\ \text{gr/cm sec.}$$

---

[1]) Vgl. C. Schaefer, Einführung in die theoretische Physik, 2. Band (1929), S. 436—439.

b) Ausbildung des Druckgefälles in den Hülsen.

Wir nehmen an, dass das Ausströmen erst beginnt, nachdem sich der Quecksilberdampf in der ganzen Hülse erhitzt hat. In diesem Falle besteht nur ein Druckgefälle an der Hülsenöffnung, während der Druck in der Hülse konstant ist. Durch das Ausströmen verteilt sich das Druckgefälle auf einen immer grösseren Teil der Hülse, bis es an der Anode angelangt ist. Von diesem Moment an sinkt der Druck in der Umgebung der Anode. Die Zeit, die verstreicht vom Anfang des Ausströmens bis zum Moment, in dem sich das Ausströmen bei der Anode bemerkbar macht, lässt sich abschätzen, wenn wir eine lineare Druckverteilung über das Rohr annehmen.

Wir betrachten den Zeitpunkt, in dem das Druckgefälle bis zum Querschnitt x der Fig. 4 vorgewachsen ist. Das ist der Fall,

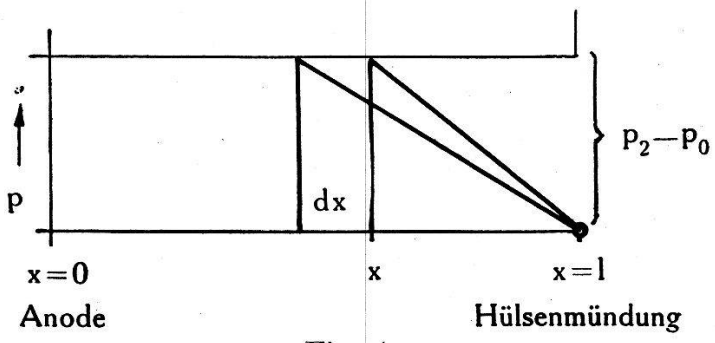

Fig. 4.
Ausbildung des Druckgefälles in der Anodenhülse.

wenn die halbe Dampfmenge im Rohr der Länge $(l - x)$ ausgeströmt ist. Damit das Druckgefälle bis zum Querschnitt $x - dx$ vorwachsen kann, muss weiter die halbe Dampfmenge des Rohres der Länge dx durch das Rohr der Länge $l - x$ ausströmen. Wir erhalten also folgenden Ansatz:

$$dQ = \frac{\bar{\varrho}}{2} \cdot r^2 \pi \, dx = \frac{\pi r^4}{8 \cdot \eta'_{\text{aus}}} \cdot \bar{\varrho} \cdot (p_2 - p_0) \frac{dt}{(l - x)} . \tag{15}$$

Daraus ergibt sich für die Zeit dt, die verstreicht bis das Druckgefälle vom Querschnitt x bis zum Querschnitt $x - dx$ vorgewachsen ist:

$$dt = \frac{4 \, \eta'_{\text{aus}} \, (l - x)}{r^2 (p_2 - p_0)} \, dx . \tag{16}$$

Durch Integration über x von 0 bis l erhalten wir für die Zeit t_b, die verstreicht bis sich das Ausströmen an der Anode bemerkbar macht, folgenden Ausdruck

$$t_b = \frac{2 \cdot \eta'_{\text{aus}} \cdot l^2}{r^2 (p_2 - p_0)} . \tag{17}$$

Zahlenbeispiel:

Setzen wir für l und r die auf S. 276 angeführten Werte, für $\eta'_{\text{aus}} = 15 \cdot 10^{-4}$ gr/cm sec, für $p_0 = 25$ Dyn/cm² und für $p_2 = 5\, p_0$ ein, so erhalten wir für die Zeit, die zur Ausbildung des Druckgefälles über die ganze Hülsenlänge nötig ist:

$$t_b = 7{,}5 \cdot 10^{-4} \text{ sec.}$$

c) Die Druckabnahme in der Umgebung der Anode.

Die nun folgende Phase des Ausströmens ist dadurch charakterisiert, dass die Druckdifferenz an der Anodenhülse nicht mehr konstant ist, sondern abnimmt. Zur Berechnung dieser Druckabnahme betrachten wir 2 benachbarte Hülsen-Querschnitte x und $x + dx$ (Fig. 5) und bestimmen die Gasmengen die durch sie in der

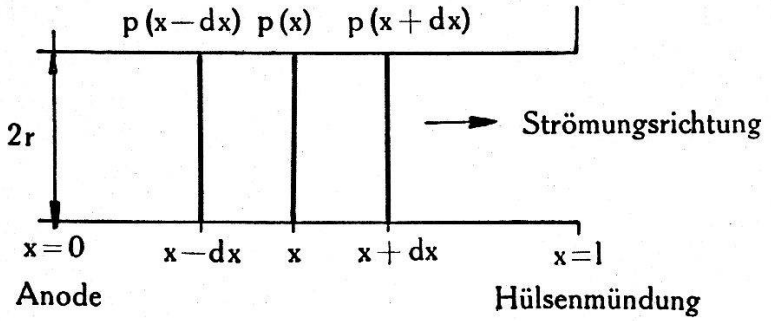

Fig. 5.
Skizze der Anodenhülse für die Aufstellung der Differentialgleichung des Ausströmens.

Zeit dt hindurchfliessen. Ihre Differenz ergibt die Veränderung der Gasmenge im betrachteten Rohrvolumen.

Durch den Querschnitt x fliesst in der Zeit dt folgende Hg-Dampfmenge:

$$Q(x, dt) = \frac{\pi r^4 M\, dt}{8\, \eta' R T} \cdot \left(\frac{p(x - dx, t) - p(x, t)}{dx} \right) \cdot \left(\frac{p(x - dx, t) + p(x, t)}{2} \right). \tag{18}$$

Unter Benützung von

$$p(x - dx, t) = p(x, t) - \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_t dx \tag{19}$$

lässt sich (18) schreiben:

$$Q(x, dt) = -\frac{\pi r^4 M\, dt}{8\, \eta' R T} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_t \cdot \left(p(x, t) - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_t dx \right). \tag{20}$$

Entsprechend erhält man die durch den Querschnitt $x + dx$ in der Zeit dt hindurchfliessende Dampfmenge:

$$Q(x+dx, dt) = -\frac{\pi r^4 M dt}{8\pi' RT}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_t \left(p(x, t) + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_t dx\right). \tag{21}$$

Die Veränderung der Dampfmenge im Rohrvolumen zwischen x und $x + dx$ ergibt sich also zu:

$$dQ(x, dt) = Q(x, dt) - Q(x + dx, dt) \tag{22}$$

$$dQ(x, dt) = \frac{\pi r^4 M}{8\eta' RT} \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)^2 dx\, dt. \tag{23}$$

Betrachten wir nun die Dampfmenge, die zur Zeit t im Rohrvolumen dV zwischen x und $x + dx$ vorhanden ist:

$$Q(x, t) = \varrho_1 \cdot dV = \frac{M \cdot p(t)}{RT} dV. \tag{24}$$

Dabei ist

$$p(t) = \frac{p(x, t) + p(x + dx, t)}{2} = p(x, t) + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_t dx. \tag{25}$$

Folglich wird

$$Q(x, t) = \frac{M dV}{RT}\left[p(x, t) + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_t dx\right]. \tag{26}$$

Die Dampfmenge, die sich in der Zeit $t + dt$ im Volumen dV befindet, ist entsprechend:

$$Q(x, t + dt) = \frac{M dV}{RT}\left[p(x, t + dt) + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{t+dt} dx\right]$$

$$= \frac{M \cdot dV}{RT}\left[p(x, t) + \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_x dt + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_t dx + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} dx\, dt\right]. \tag{27}$$

Die Änderung der Dampfmenge im Volumen dV in der Zeit zwischen t und $t + dt$ ergibt sich also zu:

$$dQ(x, dt) = Q(x, t) - Q(x, t + dt) =$$

$$-\frac{M dV}{RT}\left[\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_x dt + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} dx\, dt\right]. \tag{28}$$

Wir vernachlässigen das letzte Glied $\frac{1}{2}\frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} dx\, dt$, setzen für dV den Wert $r^2 \pi\, dx$ ein und erhalten so:

$$dQ(x, dt) = -\frac{r^2 \pi M}{RT}\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_x dx\, dt. \tag{29}$$

Die beiden Ausdrücke (23) und (29) für die in der Zeit zwischen t und $t + dt$ erfolgte Veränderung der Dampfmenge im Rohrvolumen zwischen x und $x + dx$ können wir einander gleich setzen und erhalten so die gesuchte Differentialgleichung für den Druck als Funktion des Ortes und der Zeit:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{r^2}{8\,\eta'}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)^2. \tag{30}$$

Bei dieser Gleichung handelt es sich um einen Spezialfall der nichtlinearen, partiellen Differentialgleichungen erster Ordnung[1]). Wir schreiben sie zur Vereinfachuug in der Form

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -c\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)^2 \tag{31}$$

wobei

$$c = \frac{r^2}{8\,\eta'}\,. \tag{32}$$

Damit diese Gleichung überhaupt lösbar ist, müssen die Randbedingungen gewissen Einschränkungen unterworfen werden. An der Hülsenmündung ($x = l$) muss der Druck zeitlich konstant sein und zwar gleich dem Druck p_0 im Mutatorgehäuse. Diese Forderung legt glücklicherweise nur eine charakteristische Kurve der Integralfläche fest. Wir können daher für den Zeitpunkt $t = 0$ den Druckverlauf $p = f(x)$ vorschreiben. Damit aber die obenerwähnte Einschränkung erfüllt werden kann, muss $p = f(x)$ im Punkt ($t = 0$, $x = l$) den Wert $p(l) = p_0$ annehmen und dort eine horizontale Tangente besitzen. Ausserdem muss $f(x)$ stetig und differenzierbar sein.

Um der Wirklichkeit möglichst nahe zu kommen, wählen wir als Randbedingung folgende Funktion:

$$\text{für } t = 0\colon\ p = f(x) = (p_2 - p_0)\cdot\left(\frac{x-l}{l}\right)^2 + p_0\,. \tag{33}$$

(vgl. Fig. 6)

Diese Funktion erfüllt alle notwendigen Bedingungen:

für $x = 0$ (Anode): $p = p_2$ = Druck bei der Anode vor Beginn des Ausströmens.

$x = l$ (Hülsenmündung): $p = p_0$ = Druck im Mutatorgehäuse.

$x = l$: $dp/dx = 0$

---

[1]) Die Untersuchung und die Lösung dieser Gleichung verdanke ich Herrn dipl. math. Otto Kihm in Zürich. Ich möchte es nicht versäumen, meinem ehemaligen Studienkollegen auch an dieser Stelle dafür aufs herzlichste zu danken.

Das allgemeine Integral der partiellen Differentialgleichung (31) ergibt sich sofort zu:

$$p = -c \cdot a^2 \cdot t + a \cdot x + \Phi(a) . \tag{34}$$

Darin bedeutet a eine Konstante und $\Phi(a)$ eine willkürliche Funktion. c hat den Wert (32). Wir schreiben das allgemeine Integral zweckmässig in etwas anderer Form:

$$V = p + c \cdot a^2 \cdot t - a \cdot x - \Phi(a) = 0 . \tag{35}$$

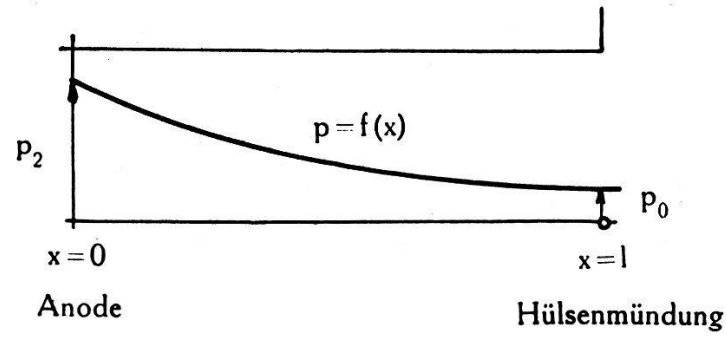

Fig. 6.

Druckverlauf längs der Anodenhülse zu Beginn des Ausströmens.

Die willkürliche Funktion $\Phi(a)$ ist so zu bestimmen, dass die Integralfläche die gegebenen Randbedingungen erfüllt. Zu diesem Zweck schreiben wir die Randbedingung (33) in Parameterdarstellung:

$$\left.\begin{aligned} t &= 0 \\ x &= \lambda \\ p &= (p_2 - p_0)\left(\frac{\lambda - l}{l}\right)^2 + p_0 , \end{aligned}\right\} \tag{36}$$

setzen sie in das allgemeine Integral (35) ein:

$$U = (p_2 - p_0)\left(\frac{\lambda - l}{l}\right)^2 + p_0 + 0 - a\lambda - \Phi(a) = 0 \tag{37}$$

und differenzieren diesen Ausdruck nach λ:

$$\frac{\partial U}{\partial \lambda} = 2\,(p_2 - p_0)\left(\frac{\lambda - l}{l^2}\right) - a = 0 . \tag{38}$$

Durch Elimination von λ aus (37) und (38) erhalten wir den gesuchten Ausdruck für $\Phi(a)$:

$$\Phi(a) = p_0 - a\,l - \frac{1}{4}\,\frac{a^2 l^2}{(p_2 - p_0)} . \tag{39}$$

Mit diesem Ausdruck für $\Phi(a)$ nimmt das allgemeine Integral (35) folgende Form an:

$$V = p + ca^2t - ax - p_0 + al + \frac{1}{4}\frac{a^2l^2}{(p_2 - p_0)} = 0\,. \tag{40}$$

Die Konstante a erhalten wir durch Differenzieren von (40) nach a zu

$$a = \frac{2(x-l)(p_2 - p_0)}{l^2 + 4\,ct\,(p_2 - p_0)}\,, \tag{41}$$

Setzen wir diesen Wert in das Integral (40) ein und lösen wir nach p auf, so finden wir die gesuchte Lösung der Differentialgleichung.

$$p = p_0 + \frac{(x-l)^2(p_2 - p_0)}{l^2 + 4\,ct\,(p_2 - p_0)}\,. \tag{42}$$

Wie eine Kontrolle zeigt, genügt diese Funktion wirklich der Gleichung (31) und der Randbedingung (33), es ist also die gesuchte Lösung.

Für die numerische Berechnung ist es zweckmässig, eine Zeit t_c einzuführen, in der der Druck an der Anode vom Wert p_2 auf einen bestimmten Wert p^* gesunken ist. Sie ergibt sich aus (42), wenn man $x = 0$ und $p = p^*$ setzt. Führen wir zugleich für c den Wert (32) ein, wobei wir an Stelle von η', genauer η'_{aus} schreiben, so erhalten wir:

$$t_c = \frac{2\,\eta'_{\text{aus}} \cdot l^2(p_2 - p^*)}{r^2 \cdot (p_2 - p_0)\,(p^* - p_0)}\,. \tag{43}$$

Zahlenbeispiel:

Wir berechnen die Zeit, die verstreicht bis der Überdruck an der Anode gegenüber dem Mutatorzylinder auf die Hälfte gesunken ist.

$$p_0 = 25 \text{ Dyn/cm}^2$$
$$p_2 = 5\,p_0 = 125 \text{ Dyn/cm}^2$$
$$p^* = 3\,p_0 = 75 \text{ Dyn/cm}^2.$$

Für alle anderen Grössen des Ausdruckes (43) verwenden wir die weiter oben schon benützten Werte und erhalten:

$$t_c \cong 7{,}5 \cdot 10^{-4} \text{ sec.}$$

Weiter ergibt sich, dass der Überdruck an der Anode in

$$t_c \cong 6{,}7 \cdot 10^{-3} \text{ sec}$$

auf $^1/_{10}$ seines maximalen Wertes sinkt.

Zusammenfassend stellen wir die Rechnungsergebnisse in der Fig. 7 graphisch zusammen. Während der Zeit t_a erfolgt die Erhitzung des Hg-Dampfes und damit die Drucksteigerung in der Anodenhülse. Der folgende Abschnitt t_b stellt die Zeit dar, in der

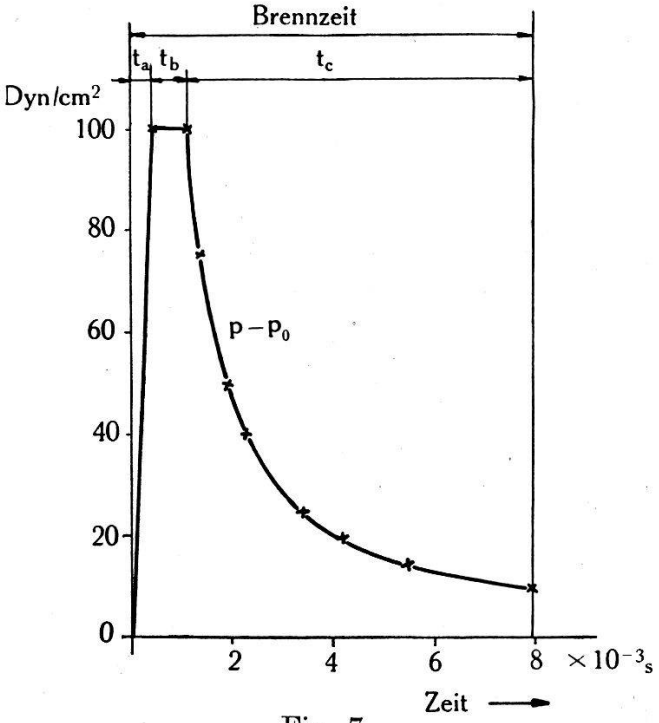

Fig. 7.

Berechneter Verlauf des Überdruckes in der Nähe der Anode während der Brennzeit.

t_a = Druckanstieg infolge Erwärmung des Hg-Dampfes.
t_b = Ausbildung des Druckgefälles längs der Anodenhülse.
t_c = Druckabnahme als Folge des Ausströmens.
1 Dyn/cm² = $0{,}75 \cdot 10^{-3}$ mm Hg.

Die eingezeichnete Dauer der Brennzeit entspricht den Verhältnissen bei Verwendung einer Saugdrosselspule.

sich das Druckgefälle über die ganze Anodenhülse ausbreitet, worauf in der Zeit t_c der Überdruck an der Anode als Folge des Ausströmens sinkt. Am Ende der Brennzeit hat sich der Druck im Anodenraum wieder beinahe dem Druck im Kathodenraum angeglichen.

B. Das Einströmen.

1. *Der Rechnungsgang.*

Auch das Einströmen zerlegen wir in einzelne Teile und berechnen diese für sich. Mit dem Erlöschen des Anodenstromes hört die Energiezufuhr zum Quecksilberdampf in der Hülse auf. Dieser kühlt sich in der folgenden Sperrperiode auf die Temperatur der Anode und der Hülsenwand ab. Da sich der Druck in der Anodenhülse und derjenige im Mutator-Zylinder während der Brennzeit durch das Ausströmen praktisch vollkommen ausge-

glichen haben, entsteht nun durch die Abkühlung in der Anodenhülse ein Unterdruck. Das dadurch bewirkte Einströmen berechnen wir ganz entsprechend wie das Ausströmen. Wir teilen es auf in die Ausbildung des Druckgefälles und in die Druckzunahme an der Anode infolge des Einströmens.

2. *Das Abkühlen des Quecksilberdampfes in der Anodenhülse zu Beginn der Brennzeit.*

Das Abkühlen des Hg-Dampfes erfolgt zur Hauptsache durch Wärmeleitung an die umgebenden Wände. Die Wärmestrahlung kann vernachlässigt werden, da das Emissionsvermögen verdünnter Gase verschwindend klein gegenüber der Wärmeleitung ist.

Die Differential-Gleichung für die Wärmeleitung lautet in kartesischen Koordinaten:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = b^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \tag{44}$$

wobei u die Temperatur und

$$b^2 = \frac{\varkappa}{\varrho \cdot c_v} \tag{45}$$

das Verhältnis, aus dem Koeffizienten der Wärmeleitfähigkeit $\varkappa$ und der Dichte ϱ multipliziert mit der spezifischen Wärme c_v bedeuten.

Für unser Problem wäre es zweckmässig, Zylinder-Koordinaten einzuführen, doch führt uns das zu einer partiellen Differentialgleichung mit nicht konstanten Koeffizienten. Da ihre Auflösung grössere Schwierigkeiten bereitet, berechnen wir die Abkühlung einer mit Hg-Dampf gefüllten Kugel. Ihre Wand soll die Temperatur der Anoden-Hülse besitzen und ihr Durchmesser gleich dem Hülsendurchmesser sein. Führen wir die Rechnung für dieses vereinfachte Modell der Anodenhülse durch, so erhalten wir eine Vorstellung über die Zeit, in der sich der Hg-Dampf in der Sperrperiode abkühlt.

Wir führen Kugel-Koordinaten ein, deren Anfangspunkt legen wir in den Kugelmittelpunkt und nehmen an, dass die Temperatur nur von der Zeit t und der Entfernung r vom Kugelmittelpunkt abhängt. Unter diesen Umständen erhält die Wärmeleitungsgleichung die Form:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = b^2 \left[\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right]. \tag{46}$$

Auch diese partielle Differential-Gleichung hat nicht konstante Koeffizienten. Sie kann aber durch die Substitution

$$r \cdot u = y \tag{47}$$

in eine Gleichung mit konstanten Koeffizienten übergeführt werden[1]. Wenn wir beachten, dass r unabhängig von t ist, dass also $\partial r/\partial t = 0$ ist, so erhalten wir an Stelle von (46) die Gleichung

$$\frac{\partial y}{\partial t} = b^2 \frac{\partial^2 y}{\partial r^2}. \tag{48}$$

Damit ihre Lösung den physikalischen Sachverhalt wiedergibt, müssen wir die Randbedingungen richtig wählen. Zur Zeit $t = 0$ besteht eine Temperaturverteilung über den Kugeldurchmesser derart, dass die Temperatur vom Kugelmittelpunkt an zuerst langsam und dann rascher abnimmt. Vgl. Fig. 8.

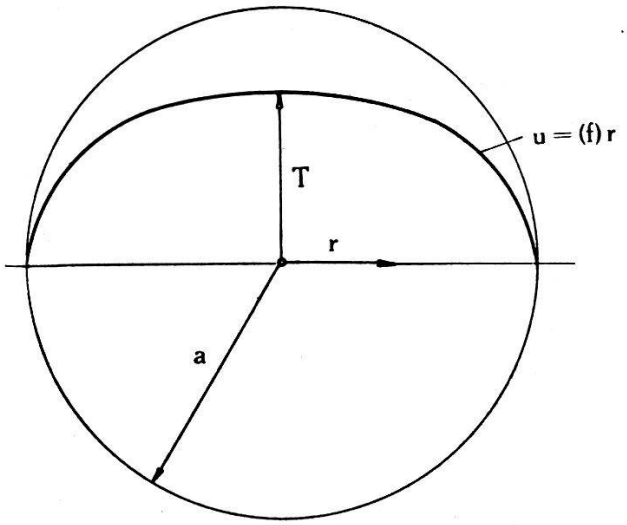

Fig. 8.
Ersatzbild der Anodenhülse für die Berechnung der Abkühlung des Hg-Dampfes.
$u = f(r) =$ Temperaturverlauf über den Kugeldurchmesser zu Beginn der Sperrzeit.

In der Kugelmitte soll die Temperatur $T = T_2 - T_1$ betragen, also gleich der Temperaturdifferenz zwischen erhitztem Hg-Dampf und Anodenhülse sein. Die Temperatur der Kugelwand hingegen soll unabhängig von der Zeit $= 0$ sein. Als Randbedingungen wählen wir folgende

$$\text{für } t = 0 \;:\; y = u \cdot r = r \cdot T \cdot \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^i\right] \tag{49}$$

wobei i eine Zahl ist, die wir für die Ausrechnung $= 3$ setzen.

$$\text{für } r = a \;:\; y = 0 \tag{50}$$

$$\text{für } r = 0 \;:\; y = 0. \tag{51}$$

[1]) B. Riemann, Partielle Differential-Gleichungen. Unveränderter Neudruck der 3. Auflage (1882), S. 152.

Eine partikuläre Lösung der partiellen Differential-Gleichung (48) ergibt sich sofort zu:

$$y = e^{-b^2 \lambda^2 t} \cdot \sin \lambda r \text{ [1]} \tag{52}$$

Sie erfüllt die Bedingung (51). Um (50) zu erfüllen, muss $\lambda \cdot a = n\pi$ sein, wobei n eine ganze Zahl ist, also

$$\lambda = \frac{n\pi}{a} \tag{53}$$

Die allgemeine Lösung erhalten wir, indem wir die partikuläre Lösung mit einer vorläufig noch unbestimmten Konstanten k_n multiplizieren, der Reihe nach $n = 1, 2, 3 \ldots$ setzen und summieren

$$y = \sum_{n=1}^{\infty} k_n \cdot e^{-b^2 \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 \cdot t} \cdot \sin\left(\frac{n\pi}{a} r\right). \tag{54}$$

Die Koeffizienten k_n müssen so bestimmt werden, dass die Bedingung (49) erfüllt ist:

$$\text{für } t = 0: \quad y(0) = \sum_{n=1}^{\infty} k_n \sin\left(\frac{n\pi}{a} r\right) = r \cdot T \cdot \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^i\right]. \tag{55}$$

Zu diesem Zweck zerlegen wir die rechte Seite ebenfalls in eine unendliche Reihe für das Intervall von $-a$ bis $+a$ und erhalten so:

$$k_n = \frac{2}{a} \int_0^a \nu \cdot T \cdot \left[1 - \left(\frac{\nu}{a}\right)^i\right] \sin\left(\frac{n\pi}{a} \nu\right) d\nu. \tag{56}$$

Dividieren wir (54) durch r und setzen den Wert für k_n ein, so finden wir die gesuchte Lösung der Differential-Gleichung (46).

$$u = \frac{2\,T}{a \cdot r} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-b^2 \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 \cdot t} \cdot \sin\left(\frac{n\pi}{a} r\right) \int_0^a \nu \left[1 - \left(\frac{\nu}{a}\right)^i\right] \sin\left(\frac{n\pi}{a} \nu\right) d\nu. \tag{57}$$

Für $i = 3$ berechnen wir das Integral und erhalten als Lösung

$$u = \frac{24 \cdot T \cdot a}{r\pi^3} \sum_{n=1}^{\infty} \left[(-1)^n \cdot \left(\frac{2}{n^5\pi^2} - \frac{1}{n^3}\right) - \frac{2}{n^5\pi^2}\right] \cdot e^{-b^2 \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 \cdot t} \cdot \sin\left(\frac{n\pi}{a} r\right). \tag{58}$$

Für die numerische Berechnung genügt es, wenn wir nur das erste Glied der Summe nehmen. Wir erhalten so als erste Näherung

$$u = \frac{0{,}46 \cdot T \cdot a}{r} \cdot e^{-\frac{b^2 \pi^2 t}{a^2}} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{a} r\right). \tag{59}$$

---

*) B. Riemann, l. c. S. 144.

Zahlenbeispiel:

Für die numerische Berechnung benötigen wir die Kenntnis des Koeffizienten der Wärmeleitfähigkeit $\varkappa$. Wir berechnen ihn für eine mittlere Temperatur von 3000° K nach der Formel

$$\varkappa = \frac{C_v \cdot \bar{c}}{4\pi L D^2} \text{ [1]} \tag{60}$$

wobei $\bar{c}$ aus Gleichung (7) entnommen wird. Für die Molwärme C_v setzen wir 3 cal/mol, für den Atomdurchmesser $D = 3.10^{-8}$ cm und erhalten so

$$\varkappa = 2{,}4 \cdot 10^{-5} \text{ cal/cm sec Grad} .$$

Die Berechnung der Abkühlung des Hg-Dampfes führen wir nun mit folgenden Daten durch.

$$T = 4000^0 \text{ K}, \qquad r = \frac{a}{2}, \qquad a = 10 \text{ cm}$$

$$\varrho = 1{,}3 \cdot 10^{-8} \text{ gr/cm}^3 \qquad c_v = 0{,}015 \text{ cal/gr Grad}$$

$$b^2 = \frac{\varkappa}{\varrho \cdot c_v} = 1{,}1 \cdot 10^5 \text{ cm}^2\text{/sec} .$$

Setzen wir in Gleichung (59) $u = T/10$, so erhalten wir für die Zeit, die verstreicht, bis die Temperatur des Hg-Dampfes in der Hülse infolge Wärmeleitung auf $^1/_{10}$ des maximalen Wertes gesunken ist:

$$t_a' = 2 \cdot 10^{-4} \text{ sec} .$$

3. *Die Ausbildung des Unterdruckes in der Anodenhülse.*

Am Ende der Brennzeit herrscht in der Anodenhülse der gleiche Druck p_0 wie im Mutatorgehäuse. Wir nehmen an, dass kein Hg-Dampf während der Abkühlung des Hülseninhaltes von T_2 auf T_1 in die Anodenhülse hineinströmt. In der Anodenhülse entsteht daher der Druck

$$p_1 = \frac{T_1}{T_2} \cdot p_0 . \tag{61}$$

Für $T_1 = 1000^0$ K, $T_2 = 5000^0$ K und $p_0 = 0{,}02$ mm Hg ergibt sich

$$p_1 = \frac{p_0}{5} = 0{,}004 \text{ mm Hg}.$$

In der Anodenhülse entsteht also zu Beginn der Sperrzeit ein Unterdruck gegenüber dem Mutatorgehäuse von 0,016 mm Hg.

---

*) Joos, l. c. S. 479.

4. *Das Einströmen.*

Die Berechnung kann ganz entsprechend wie für das Ausströmen durchgeführt werden. Der Einfluss der Gleitung der Gasschicht an der Rohrwand wurde schon auf S. 281 durch Einführung des korrigierten Koeffizienten der inneren Reibung η' berücksichtigt.

Für die Zeit t_b', in der sich das Druckgefälle über die Anodenhülse ausbildet, ergibt sich entsprechend Formel (17) der Ausdruck:

$$t_b' = \frac{2 \cdot \eta'_{\text{ein}} \cdot l^2}{r^2 (p_0 - p_1)} . \tag{62}$$

Mit den Zahlenwerten $l = 50$ cm, $r = 10$ cm, $\eta'_{\text{ein}} = 3{,}5 \cdot 10^{-4}$ gr/cm sec, $p_0 = 25$ Dyn/cm², $p_1 = p_0/5$ erhalten wir:

$$t_b' = 8{,}7 \cdot 10^{-4} \text{ sec}$$

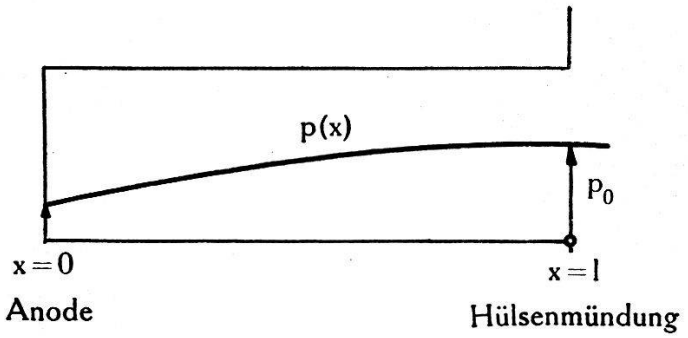

Fig. 9.
Druckverlauf längs der Anodenhülse zu Beginn des Einströmens.

Für das nachfolgende Einströmen erhalten wir die der Gleichung (30) entsprechende partielle Differential-Gleichung:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = + \frac{r^2}{8\,\eta'} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 . \tag{63}$$

Als Randbedingungen wählen wir ganz analog wie oben:

$$\text{für } t = 0 \qquad p = (p_0 - p_1) \cdot \left[1 - \left(\frac{l - x}{l} \right)^2 \right] + p_1 . \tag{64}$$

(vgl. Fig. 9.)

Diese Funktion erfüllt die für die Lösbarkeit der Gleichung (63) notwendigen Bedingungen:

$$\text{für } x = l \; : \; p = p_0 = \text{konst}$$

und

$$\frac{dp}{dx} = 0 .$$

Die Durchrechnung ergibt als Resultat:

$$p(x, t) = p_0 - \frac{(p_0 - p_1)\,(l - x)^2}{l^2 + \frac{r^2 t}{2\,\eta'} \cdot (p_0 - p_1)}\,. \tag{65}$$

Daraus folgt für die Zeit t_c', die verstreicht bis der Druck an der Anode vom Wert p_1 auf einen bestimmten Wert p^* gestiegen ist, der Ausdruck:

$$t_c' = \frac{2\,\eta'_{\text{ein}} \cdot l^2 \cdot (p^* - p_1)}{r^2\,(p_0 - p^*)\,(p_0 - p_1)}\,. \tag{66}$$

Zahlenbeispiel:

Mit den oben benützten Werten erhält man für die Zeit, in der der Unterdruck an der Anode sich zur Hälfte ausgeglichen hat

$$t_c' = 8{,}7 \cdot 10^{-4}\ \text{sec}$$

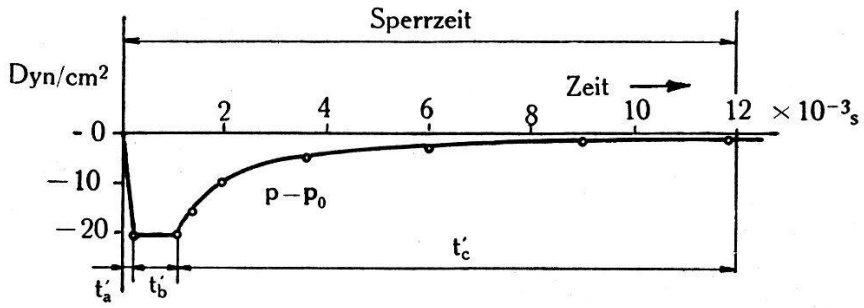

Fig. 10.

Berechneter Verlauf des Unterdruckes in der Nähe der Anode während der Sperrzeit.

t_a' = Entstehung des Unterdruckes infolge der Abkühlung des Hg-Dampfes.
t_b' = Ausbildung des Druckgefälles längs der Anodenhülse.
t_c' = Druckzunahme als Folge des Einströmens.

1 Dyn/cm² = $0{,}75 \cdot 10^{-3}$ mm Hg.

Die eingezeichnete Dauer der Sperrzeit entspricht den Verhältnissen bei Verwendung einer Saugdrosselspule.

Die graphische Darstellung der Rechnungsergebnisse gibt Fig. 10. In der Zeit t_a' entsteht in der Anodenhülse infolge der Abkühlung des Hg-Dampfes ein Unterdruck gegenüber dem Mutatorgehäuse. Die Ausbildung des Druckgefälles von der Hülsenmündung bis zur Anode benötigt die Zeit t_b'. In der darauffolgenden Zeitperiode t_c' steigt der Druck an der Anode infolge des Einströmens. Schon in der Mitte der Sperrperiode ist das Einströmen zum grössten Teil beendet. Nachher erfolgt nur noch ein langsamer Druckanstieg.

III. Experimentelle Untersuchungen.

A. Die Messmethode und die Versuchseinrichtung.

Die Versuche wurden an sechsanodigen Mutatoren mittlerer Grösse von 1500 A Nennstromstärke durchgeführt. Da der Quecksilberdampf im Mutator in jeder Sekunde 50mal aus der Anodenhülse heraus- und wieder hineinströmt, muss zur Untersuchung dieser Erscheinungen eine praktisch trägheitslose Methode verwendet werden. Wir wählten dazu die oszillographische Untersuchung der Ströme positiver Ionen auf eine sich nahe der Anode befindende, negativ aufgeladene Sonde[1]). Die Dichte dieses Ionen-Stromes lässt sich auf Grund der kinetischen Gastheorie berechnen zu $i = \frac{1}{4} n^+ ev$. Dabei bedeuten n^+ die Zahl der positiven Ionen pro cm^3, e die Elementarladung und v den linearen Mittelwert der Ionengeschwindigkeit im Plasma der Entladung. Bei zeitlich unverändertem Anodenstrom bleibt die Ionendichte annähernd konstant. Das Gleiche kann über die Ionengeschwindigkeit gesagt werden, vorausgesetzt, dass keine äusseren Einflüsse, wie z. B. Dampfströmungen oder äussere Magnetfelder vorhanden sind. Der Sondenstrom ist dann in erster Näherung proportional dem Anodenstrom, d. h. dem Strom, der das Plasma erzeugt und aufrecht erhält. Eine Beeinflussung der Ionen-Geschwindigkeit durch äussere Einflüsse bewirkt eine Veränderung der Kurvenform des Sondenstromes gegenüber der des Anodenstromes. Erfolgt eine Dampfströmung von der Anode weg, so sinkt der Sondenstrom auch bei gleichbleibendem Anodenstrom; eine Strömung auf die Anode zu bringt entsprechend mehr Ionen, der Sondenstrom steigt in diesem Fall[2]).

Diese Erscheinungen kommen natürlich nur richtig zum Vorschein, wenn der Ionenstrom auf die Sonde unverfälscht über die Messchleife des Oszillographen fliessen kann. Verwendet man im Aussenkreis der Sonde zu kleine Spannungen oder unpassende Widerstände, so bewirken die an diesen auftretenden Spannungsabfälle eine Verringerung des negativen Potentials der Sonde gegenüber ihrer Umgebung. Wenn dieses einen Wert von weniger als ca. 25 Volt erreicht, so gelangen ausser den positiven Ionen Elek-

---

[1]) Die Theorie der negativen Sonden in elektrischen Vakuum-Entladungen wurde von J. Langmuir und H. Mott-Smith behandelt, Gen. Electr. Rev. 1924, S. 449ff. (Vgl. z. B. auch A. v. Engel und M. Steenbeck. Elektrische Gasentladungen, ihre Physik und Technik 1932 und 1934.)

[2]) Eine Beeinflussung von Ionenströmen durch Dampfströmungen wurde schon vor Jahren beobachtet. Vgl. W. Schottky und J. v. Issendorff, Z. f. Phys. **31**, 163 (1925); J. v. Issendorff, ETZ **50**, 1085 (1929).

tronen grosser Geschwindigkeit auf die Sonde. Unsere oben dargelegten Überlegungen wären unter diesen Umständen kaum mehr allgemein gültig.

Es erwies sich daher als zweckmässig, die Erscheinungen während der Brennzeit und die während der Sperrzeit getrennt zu untersuchen. Während der Brennzeit ist die Ionendichte im Plasma des Anodenstromes gross. Wir wählten daher eine kleine Sonde, die wir ohne Begrenzungswiderstand an eine Spannungsquelle legten.

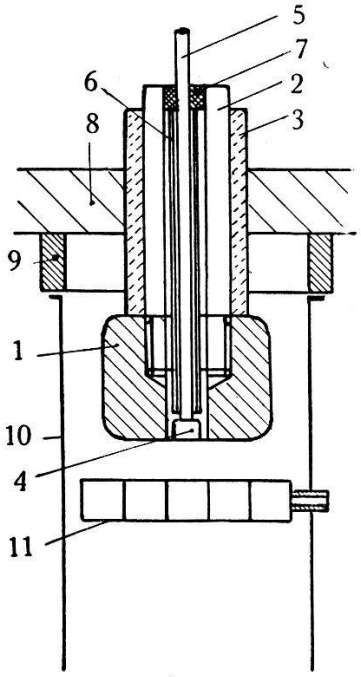

Fig. 11.

Schematischer Schnitt durch eine Versuchsanode.

1 Anode, 2 Anodeneinführung, 3 Anodenisolator, 4 Sonde, 5 Sondeneinführung, 6 Sondenisolator, 7 Dichtung, 8 Mutatorgehäuse, 9 Hülsenisolator, 10 Anodenhülse, 11 Gitter (isoliert von der Hülse).

Als Sonden wurden kleine, ebene Elektroden verwendet, die in den gegen die Kathode zu gelegenen Flächen der Anoden eingebaut wurden. Aus Fig. 11 erkennt man, dass die Sonden von den Anoden isoliert sind, und so unabhängig von der Anodenspannung gesteuert werden können. Die Schaltung zur oszillographischen Aufnahme des Sondenstromes zeigt Fig. 12.

In der Sperrzeit sind die Verhältnisse anders. Da kein Lichtbogen zur betrachteten Anode brennt, sind keine Ladungsträger in der Hülse vorhanden, die als Indikatoren für Dampfströmungen dienen könnten, ausser den von der vorhergehenden Brennzeit zurückbleibenden Ladungsträgern. Diese verschwinden durch Abdiffundieren an die umgebenden Wände mehr oder weniger rasch. Der in die Hülsen hineinströmende Hg-Dampf bringt nun aber

neue Ladungsträger von den zu anderen Anoden brennenden Lichtbögen her mit sich. Die Dichte dieser einströmenden Ladungsträger ist beträchtlich kleiner als die Dichte im Lichtbogen. Aus diesem Grunde erwies es sich als notwendig, zur Auffangung dieser Ionen Sonden mit grossen Oberflächen zu verwenden. Wir benützten zu diesem Zweck das der Kathode am nächsten gelegene Gitter. Die Verhältnisse werden dadurch etwas kompliziert, weil man dieses Gitter nicht dauernd auf negativer Spannung halten

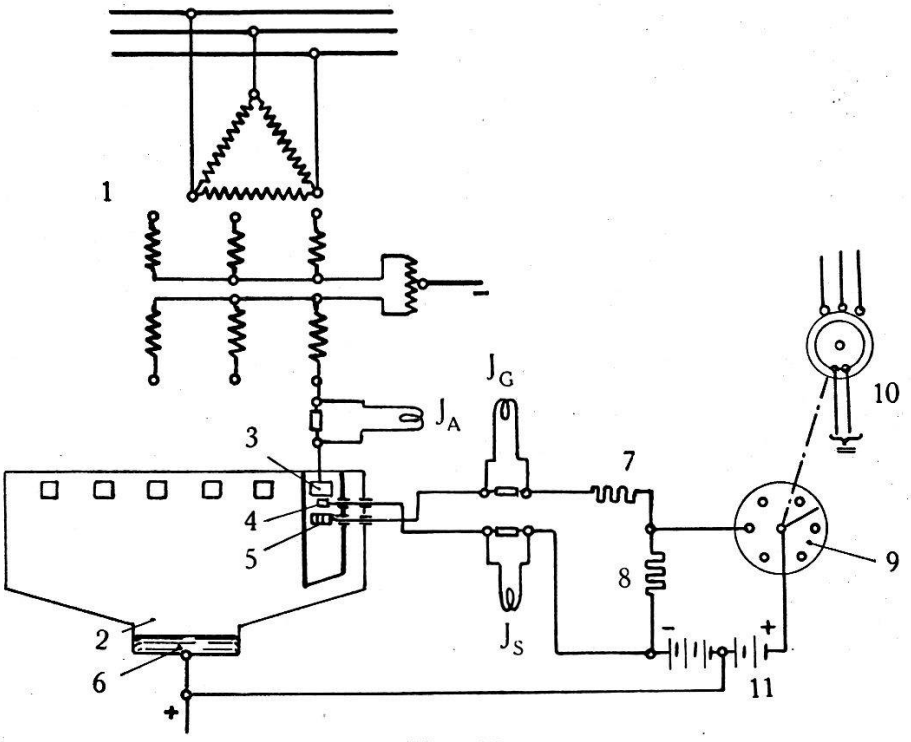

Fig. 12.

Prinzipielle Schaltung der Versuchseinrichtung.

1 Mutatortransformator mit Saugdrosselspule, 2 Mutator, 3 Anode, 4 Sonde, 5 Gitter, 6 Kathode, 7 Gitterwiderstand, 8 Ableitwiderstand, 9 Rotierender Kontaktapparat, 10 Synchronmotor, 11 Gleichspannungsquelle.

J_A = Oszillographen-Schleife mit Shunt zum Oszillographieren des Anodenstromes.
J_S = Oszillographen-Schleife mit Shunt zum Oszillographieren des Sondenstromes.
J_G = Oszillographen-Schleife mit Shunt zum Oszillographieren des Gitterstromes.

kann, sondern in jeder Periode kurzzeitig positiv steuern muss, um ein Zünden des Anodenstromes zu ermöglichen. Das geschah in bekannter Weise mit Hilfe eines rotierenden Kontaktapparates. Die Schaltung ist schematisch in Fig. 12 dargelegt. Durch passende Wahl der Gitterwiderstände und Spannungen konnte erreicht werden, dass während des grössten Teiles der Sperrzeit der Ionenstrom auf das negative Gitter durch die äusseren Schaltungselemente nicht beeinflusst wurde. Nur unmittelbar nach der Brennzeit erfolgt eine Begrenzung des Ionenstromes auf das Gitter durch den äusseren Gitterwiderstand.

Zur oszillographischen Aufnahme der Ionen-Ströme wurde ein Schleifen-Oszillograph ohne Vorschaltwiderstände, unter Benützung eines Shuntes verwendet. Auf allen Oszillogrammen wurde gleichzeitig der Anodenstrom der betreffenden Phase aufgezeichnet. Kontrollversuche mit einem Zweistrahl-Kathodenstrahloszillographen bestätigten die Versuchsergebnisse.

Während der ausgedehnten Versuche wurde die Kühlwassertemperatur des Mutators von 20—90° und die Stromstärke von 100—3000 A variiert. Der verwendete Mutator-Transformator hatte eine Phasenspannung von 60 V. Die Versuche wurden zum Teil mit und zum Teil ohne Saugdrosselspule durchgeführt. Durch Veränderung der Zündpunktlage mit Hilfe des Kontaktgebers erfolgte in bekannter Weise eine Regulierung der Gleichspannung.

B. Versuchsergebnisse.

Aus dem umfangreichen Beobachtungsmaterial greifen wir die Versuchsreihen über den Einfluss der Spannungsregulierung und der Phasenlage der Anoden heraus[1]). Die Gleichstromstärke betrug bei Verwendung einer Saugdrosselspule 1500 A, d. h. der Scheitelwert des Anodenstromes erreichte 750 A. Die Mutatortemperatur war 50—60° C.

1. *Untersuchung der Dampfströmungen während der Brennzeit des Anodenstromes.*

Fig. 13—15 zeigen oszillographische Aufnahmen des Sondenstromes J_S und des Anodenstromes J_A für verschieden starke Spannungsregulierungen. Man erkennt daraus, dass der Sondenstrom eine charakteristische, sattelförmige Kurvenform aufweist, obschon der Anodenstrom während des grössten Teiles der Brennzeit zeitlich konstant ist. Das rührt daher, dass die aus der Hülse herausströmenden Hg-Atome den Hg-Ionen durch Stösse eine Geschwindigkeitskomponente in der Richtung auf die Hülsenmündung erteilen. Als Folge davon sinkt der Sondenstrom und es bildet sich so die Spitze aus. Diese zeigt also den Zeitpunkt des Einsetzens des Ausströmens an. In der Zeit vom Erreichen dieser Spitze bis zum Minimum ist die Behinderung des Sondenstromes am stärksten und damit das Ausströmen am intensivsten. Nachher klingt dieses langsam ab, so dass der Sondenstrom wieder ansteigen kann.

---

[1]) In der Arbeit I sind Oszillogramme des Sondenstromes wiedergegeben, bei denen die Stromstärke und die Brennzeit des Anodenstromes variiert wurden.

Die Fig. 13—15 zeigen den Einfluss der Spannungsregulierung auf den Anoden- und den Sondenstrom, wenn alle Versuchsdaten konstant gehalten werden. Die Zeitdauer der Überlappung, d. h. des Stromüberganges von einer Anode auf die nächstfolgende wird um so kleiner, je mehr die Spannung herunterreguliert wird.

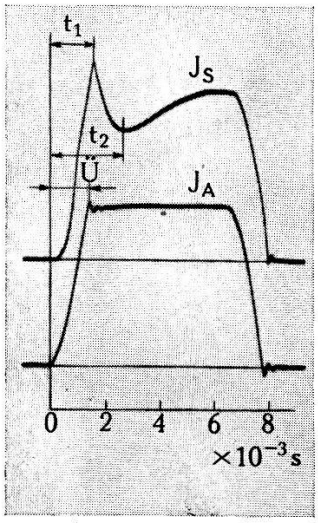

Fig. 13.
Gleichspannung 100%.

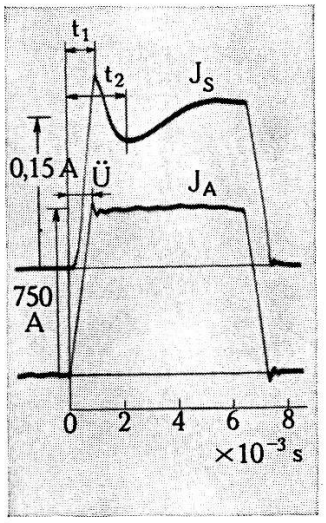

Fig. 14.
Gleichspannung 95%.

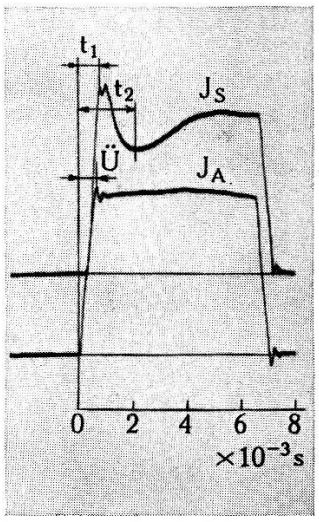

Fig. 15.
Gleichspannung 70%.

Fig. 13—15: *Oszillogramme des Anodenstromes J_A und des Sondenstromes J_S für verschieden starke Regulierung der Gleichspannung.*

Als Folge davon wird der Hg-Dampf in der Hülse rascher erhitzt und das Ausströmen beginnt früher, wie die auf Seite 278 durchgeführten Rechnungen ergaben. Die in Tab. 2 wiedergegebene Ausmessung der Oszillogramme bestätigt diese Auffassung.

Die Spitze des Sondenstromes tritt ungefähr dann auf, wenn der Anodenstrom seinen Scheitelwert erreicht hat:

$$t_1 - \ddot{u} = \text{ca. } 1 \cdot 10^{-4} \text{ sec.}$$

Tabelle 2.

Ausmessung der Oszillogramme des Sondenstromes für verschieden starke Spannungsregulierung (Fig. 13—15).

Gleichstrom = 1500 A, Temperatur des Kühlwassers = ca. 55° C.

Fig.	Gleichspannung in %	Überlappung $\ddot{u}$	Zeitpunkt der Sondenstromspitze t_1	Zeitpunkt des Sondenstromminimums t_2	Zeitdauer des hauptsächlichsten Ausströmens $t_2 - t_1$
13	100%	$14{,}3 \cdot 10^{-4}$ s.	$15{,}4 \cdot 10^{-4}$ s.	$27{,}5 \cdot 10^{-4}$ s.	$12{,}1 \cdot 10^{-4}$ s.
14	95%	8,8	9,8	22	12,2
15	70%	5,8	7,0	21	14

t_1 und t_2 sind vom Einsetzen des Anodenstromes an gezählt.

Eine Verkürzung der Zeitdauer des Anodenstromanstieges bewirkt also auch ein entsprechendes Vorverlegen des Beginnes des Ausströmens. Das Ausströmen selbst wird dadurch nicht wesentlich beeinflusst: die Zeitdauer des intensivsten Ausströmens $(t_2 - t_1)$ ist praktisch unabhängig vom Grad der Spannungsregulierung.

2. *Untersuchung der Dampfströmungen während der Sperrzeit.*

Ist der Mutator in der üblichen Weise an den Transformator angeschlossen, so führen die Anoden in der Reihenfolge U, W_A, V, U_A, W, V_A, U Strom. Aus der Fig. 16 erkennt man, dass sich

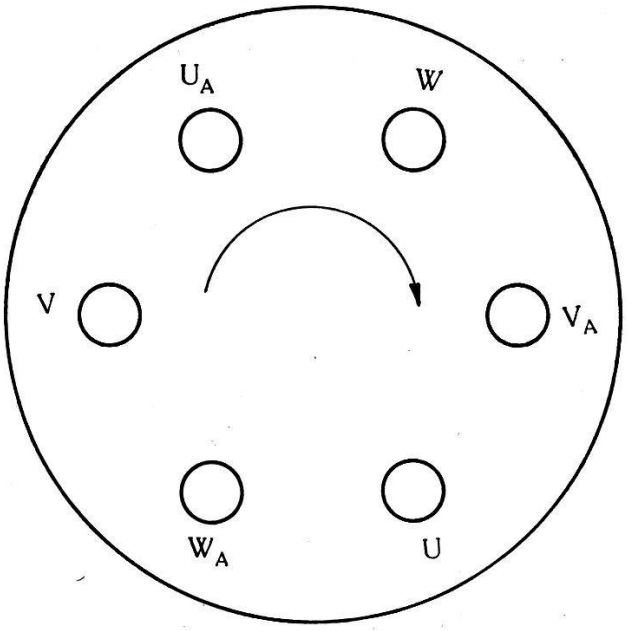

Fig. 16.
Anordnung der Anoden auf der Anodenplatte.
Der Pfeil gibt die Reihenfolge der sich in der Stromführung ablösenden Anoden an.

einander benachbarte Anoden in der Stromführung ablösen. Unter diesen Umständen nimmt der Gitterstrom des Ventils V die Form der Fig. 17 an: Unmittelbar nach dem Erlöschen des Anodenstromes ist der Gitterstrom kurze Zeit widerstandsbegrenzt. Dann beginnt er zu sinken; der Ionenstrom auf das Gitter wird durch die äusseren Schaltungselemente von diesem Moment an nicht mehr beeinflusst. Bevor der Gitterstrom auf kleine Werte gesunken ist, bildet sich ein Maximum aus. Ganz am Ende der Sperrzeit steigt der Gitterstrom noch einmal etwas an. Der Buckel des Gitterstromes im ersten Teil der Sperrzeit rührt von den Ionen her, die durch den einströmenden Quecksilberdampf aus dem Kathodenraum in die Hülse hineingeführt werden. Er gibt also den Zeitpunkt des intensivsten Einströmens an. Nachher wird es allmählich verlangsamt. Gegen das Ende der Sperrzeit gelangt wieder etwas

mehr ionisierter Dampf in die Hülse hinein, da die benachbarte Anode W_A Strom führt und der aus ihrer Hülse herausschiessende Hg-Dampf auf der Bodenplatte des Mutators umgelenkt und z. T. in die Hülse V hineingetrieben wird. Diese Deutung der Oszillogramme wird durch die folgenden Figuren belegt.

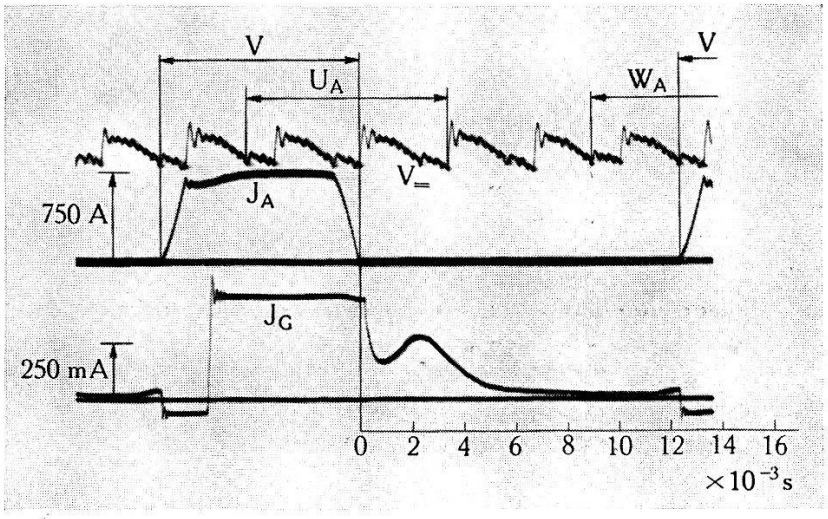

Fig. 17.
Die Nachbaranoden W_A und U_A brennen unmittelbar vor, resp. nach der Anode V.

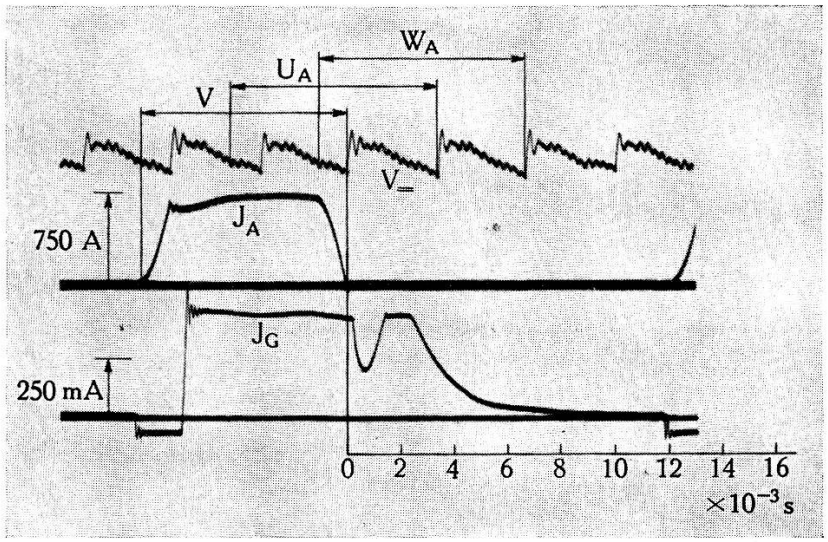

Fig. 18.
Beide Nachbaranoden U_A und W_A brennen in der ersten Hälfte der Sperrzeit von V.

Fig. 17 und 18: *Oszillogramme des Gitterstromes eines Hochstrom-Mutators bei verschiedener Phasenlage der Nachbaranoden.*

J_A = Anodenstrom. J_G = Gitterstrom. $V_=$ = Gleichspannung des Mutators. Die Pfeile bezeichnen die Brennzeit der untersuchten Anode V und ihrer Nachbaranoden U_A und W_A. Der Mutator war für diese Versuche nur mit einem Gitter ausgerüstet.

In Fig. 18 brennen beide Nachbaranoden U_A, W_A am Anfang der Sperrzeit von V. In der Nähe der Hülsenmündung brennen nun zwei Lichtbogen. Die Ionendichte ist daher dort sehr gross. Der Gitterstrom steigt aus diesem Grunde im ersten Teil der Sperrzeit so stark an, dass er für eine bestimmte Zeit durch den Aussen-

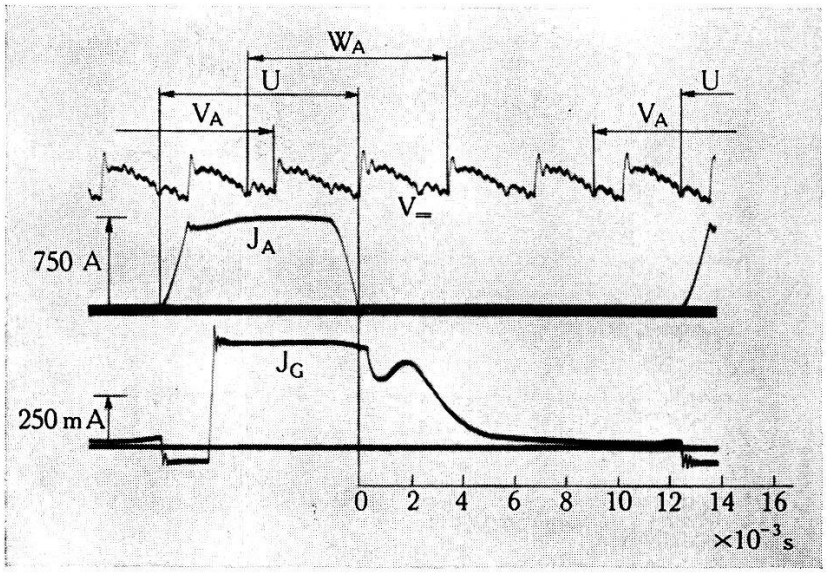

Fig. 19.
Die Nachbaranoden V_A und W_A brennen unmittelbar vor, resp. nach der Anode U.

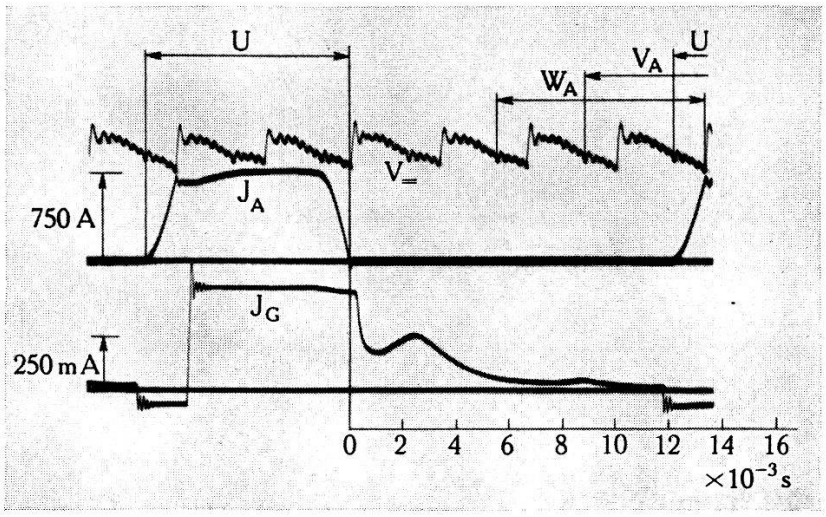

Fig. 20.
Beide Nachbaranoden V_A und W_A brennen in der 2. Hälfte der Sperrzeit von U.

Fig. 19 und 20: *Oszillogramme des Gitterstromes eines Hochstrom-Mutators bei verschiedener Phasenlage der Nachbaranoden.*

J_A = Anodenstrom. J_G = Gitterstrom. $V_=$ = Gleichspannung des Mutators. Die Pfeile bezeichnen die Brennzeit der untersuchten Anode U und ihrer Nachbaranoden V_A und W_A.

widerstand begrenzt wird. Das Ansteigen am Ende der Sperrzeit hingegen tritt nicht mehr auf. In Fig. 19 sehen wir den Gitterstrom der Phase U bei normaler Schaltung der Nachbaranoden. Das Bild ist im Prinzip das gleiche wie in Fig. 17. Schalten wir die Anode derart, dass beide Nachbaranoden W_A, V_A am Ende der Sperrzeit von U-Strom führen (Fig. 20), dann wird das Maximum im ersten Teil der Sperrzeit kleiner: In unmittelbarer Nähe der Hülsenmündung brennt in diesem Zeitpunkt ja kein Lichtbogen. Dafür tritt ein neuer kleinerer Buckel im zweiten Teil der Sperrzeit auf. Das Ansteigen am Schluss ist in diesem Fall nicht zu erkennen, da der positive Gitterimpuls etwas zu früh erteilt wurde.

Regulieren wir die Spannung bei normalem Anschluss der Anoden an den Transformator durch Verzögern des Zündpunktes, so wird die Überlappung kürzer, und damit die Sperrzeit entsprechend länger. Zudem setzt das Ausströmen während der Brennzeit früher ein. Die Wirkung auf das Einströmen zeigen die Fig. 21 und 22. Um die Erscheinungen am Ende der Sperrzeit besser erkennen zu können, wurde die Empfindlichkeit der Messchleife vergrössert. Dies bedingte eine entsprechende Begrenzung des Gitterstromes. Das Einströmen zu Beginn der Sperrzeit kommt nun nicht mehr deutlich zum Vorschein, da der Gitterstrom beinahe während $^1/_3$ der Sperrzeit widerstandsbegrenzt ist. Die Wirkung der Spannungsregulierung besteht in einem Vorverschieben des Gitterstrombuckels am Ende der Sperrzeit. Trägt man in Fig. 22 die Länge S_1 der Sperrzeit bei nicht regulierter Spannung ein (einfacher Pfeil), so erkennt man, dass die Verschiebung des Gitterstrombuckels nicht nur durch die Verlängerung der Sperrzeit, sondern zum Teil auch noch durch das rascher nach dem Zünden der Nachbaranode einsetzende Ausströmen zustande kommt. Vermindert man nämlich die Länge S_1 noch um die Differenz der Überlappungen $\ddot{U}_1 - \ddot{U}_2$ (Doppelpfeil), so nimmt der Gitterstrom bei regulierter Spannung praktisch genau die Form des Gitterstromes bei nicht regulierter Spannung (Fig. 21) an.

Die Ausmessung sehr vieler Oszillogramme ergab folgende Zeiten, gemessen vom Anfang der Sperrzeit an:

Minimum des Gitterstromes (das Einströmen beginnt sich am Gitter bemerkbar zu machen)	$8 - 10 \cdot 10^{-4}$ sec
Buckel des Gitterstromes (Zeitpunkt des intensivsten Einströmens)	$17 - 23 \cdot 10^{-4}$ sec
Gitterstrom auf kleine Werte gesunken (Einströmen stark verlangsamt). . .	$55 - 65 \cdot 10^{-4}$ sec

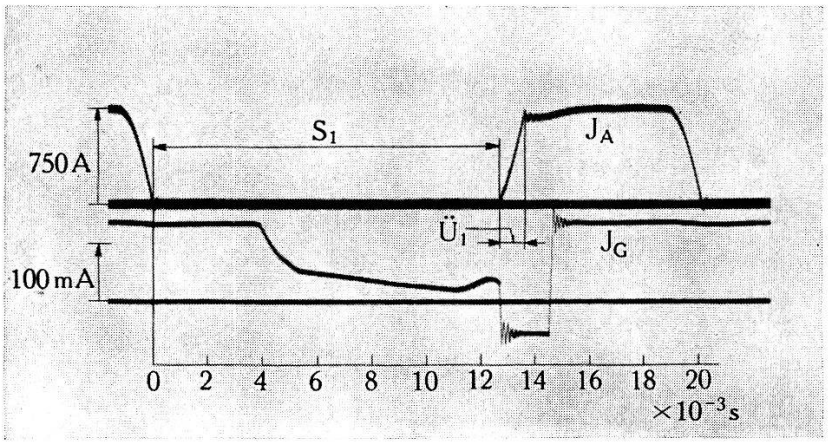

Fig. 21.
Gleichspannung = 100%.

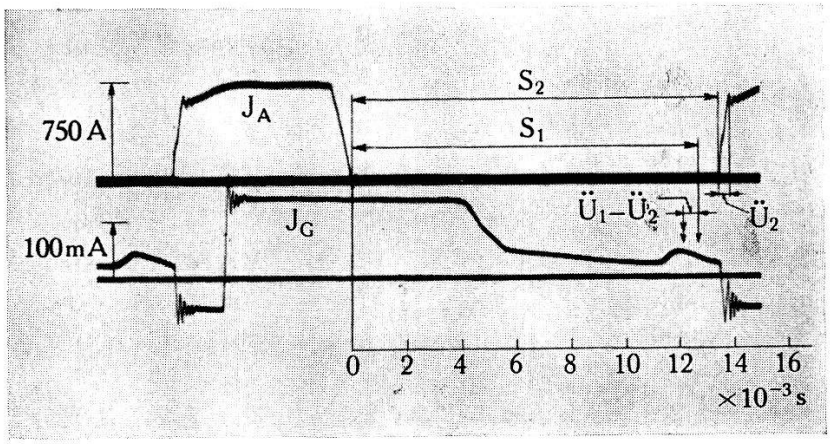

Fig. 22.
Gleichspannung = 86%.

Fig. 21 und 22: *Oszillogramme des Anodenstromes* J_A *und des Gitterstromes* J_G *für verschieden starke Regulierung der Gleichspannung.*

S_1, S_2 = Sperrzeiten. $ü_1$, $ü_2$ = Überlappungszeiten.

Die Nachbaranoden brennen in der üblichen Reihenfolge unmittelbar vor, resp. nach der untersuchten Anode.

IV. Vergleichung der Rechnungen mit den Versuchsergebnissen.

Die Rechnungsergebnisse wurden je in einem Oszillogramm der Brennzeit und der Sperrzeit eingezeichnet. Aus Fig. 23 ergibt sich, dass das Ausströmen nach der Rechnung etwas früher einsetzt als in Wirklichkeit. Das ist verständlich, da die Wärmeverluste während der Aufheizperiode für die Rechnung bewusst

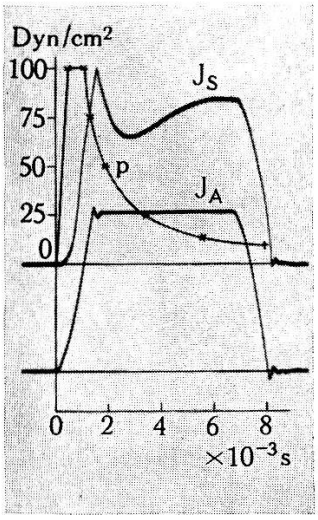

Fig. 23.
Das Ausströmen während der Brennzeit.
Vergleichung der Versuchsergebnisse mit den Rechnungen.
J_A = Anodenstrom
J_S = Sondenstrom
p = Berechneter Überdruck in der Nähe der Anode.

vernachlässigt werden. Zählt man die Zeit vom Einsetzen des Anodenstromes an, so sinkt der Überdruck nach der Rechnung in der Zeit zwischen 1,5 und $3 \cdot 10^{-3}$ sec auf $^1/_4$ des Anfangswertes. In diesem Zeitabschnitt ist das Ausströmen wirklich so intensiv, dass die Diffusion der Ionen auf die Sonde zu gehemmt wird und der Sondenstrom als Folge davon sinkt. Mit abnehmender Intensität des Ausströmens ($t > 3 \cdot 10^{-3}$ sec) nimmt die Behinderung des Sondenstromes ab und dieser kann nach der Durchschreitung eines Minimums wieder ansteigen.

Das Einströmen beginnt nach der Rechnung ziemlich genau in dem Zeitpunkt, in dem der Gitterstrom (Fig. 24) wieder anzusteigen beginnt. Der Gitterstrombuckel tritt in der Zeit zwischen 1 und $5 \cdot 10^{-3}$ sec (gezählt vom Anfang der Sperrperiode aus) auf. Die Rechnung ergibt für diesen Zeitabschnitt ein Ansteigen des Druckes um $^4/_5$. Damit ist sowohl nach der Rechnung, als auch nach den Versuchen das Einströmen zur Hauptsache beendet. In

der zweiten Hälfte der Sperrzeit strömt nur noch wenig Quecksilberdampf in die Anodenhülse hinein.

Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist also überraschend befriedigend. Es gelang, die sehr rasch pulsierenden Dampfströmungen, die durch die elektrischen Entladungen in den Anodenhülsen der Mutatoren auftreten, zu untersuchen.

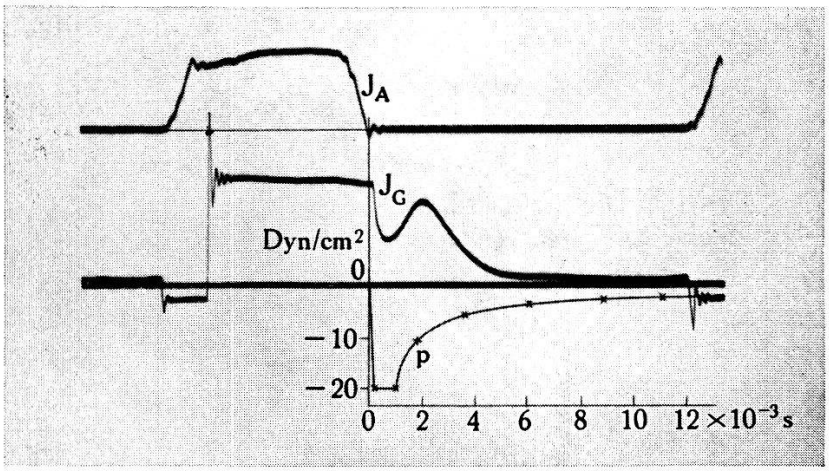

Fig. 24.

Das Einströmen während der Sperrzeit.

Vergleichung der Versuchsergebnisse mit den Rechnungen.

p = Berechneter Unterdruck in der Nähe der Anode
J_A = Anodenstrom
J_G = Gitterstrom.

Ihre Kenntnis ist von grosser praktischer Bedeutung für die Konstruktion und die Wahl der Betriebsbedingungen der Mutatoren. Wie in der früheren Arbeit ausgeführt wurde, können sich diese Dampfströmungen je nach den Umständen für das Betriebsverhalten günstig oder ungünstig auswirken. Letzteres ist z. B. der Fall bei relativ kleiner Dampfdichte. Durch das Ausströmen wird die Dampfdichte in der Anodenhülse während der Brennzeit weiter verringert und dadurch das Auftreten der gefürchteten Überspannungen begünstigt. Ist umgekehrt die Dampfdichte gross, so wird dadurch auch der Anodenrückstrom und damit die Disposition der Anoden zu Rückzündungen grösser. Das Ausströmen wirkt diesen Tatsachen entgegen, indem es die Dampfdichte gegen das Ende der Brennzeit zu verkleinert. Die Dampfströmungen können ferner Materienteilchen mit sich führen und so Zündsubstanzen von Orten, wo sie unschädlich sind, auf die Anode transportieren.

Entgegen der fast allgemein üblichen Anschauung ist es also möglich, auch komplizierte Vorgänge im Innern der Mutatoren experimentell einwandfrei zu untersuchen und rechnerisch zu erfassen.