

(Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium des Wernerwerkes  
der Siemens & Halske A.-G.)

## Der Anteil der positiven Ionen am Stromübergang im Niederspannungsbogen.

Von A. Gehrts und H. Vatter in Berlin-Siemensstadt.

Mit 2 Abbildungen. (Eingegangen am 25. Oktober 1932.)

Messungen des Wärmeumsatzes an Glühkathoden in Edelgasen (Argon, Neon, Helium) zeigen, daß wir zwei Entladungsformen zu unterscheiden haben. Bei kleinen Stromstärken ist der Anteil der Ionen am Stromübergang sehr gering, Größenordnung 0,5%, der übergelassene Strom ein fast reiner Elektronenstrom. Es überwiegt die Energieabgabe der Kathode bedingt durch die Austrittsarbeit der Elektronen, die Temperatur der Kathode sinkt bei Stromentnahme. Nach Überschreitung eines bestimmten Stromes — des Grenzstromes — steigt die Temperatur der Kathoden wieder an, der Anteil der Ionen wächst und strebt anscheinend einem Grenzwert von der Größenordnung von 5% zu. Bei Messung des Wärmeumsatzes darf die Rückwärme aus dem Gasraum und das Temperaturgefälle längs der Kathode nicht außer acht gelassen werden. Einwandfreie Ergebnisse lassen sich nur mit Gleichstrom und nur an solchen Glühkathoden erzielen, deren Temperatur längs ihrer Oberfläche gleichmäßig ist (mittelbar geheizte Äquipotentialkathoden). Die Verlustspannung am Kolben hat unterhalb des Grenzstromes einen Betrag, der annähernd gleich der Ionisierungsspannung des Gases ist (für Argon etwa 15 Volt). Beim Überschreiten des Grenzstromes sinkt die Verlustspannung sprunghaft auf den für abnorme Niederspannungsbogen charakteristischen niedrigen Wert (in Argon Größenordnung 5 bis 6 Volt).

1. Durch eine Messung des Wärmeumsatzes an einer Elektrode eines stromdurchflossenen Entladungsrohres muß man grundsätzlich<sup>1)</sup> feststellen können, welcher Bruchteil eines auf eine Elektrode auftreffenden (oder von ihr ausgehenden) Stromes aus Elektronen und welcher Bruchteil aus positiven Ionen besteht. Die ersten Messungen dieser Art an Kathoden von Quecksilberlichtbogenentladungen ergaben, daß Elektronen und positive Ionen je zur Hälfte den Stromübergang vermitteln. Ein solches Ergebnis ist unverständlich, wenn die Ansicht richtig ist, daß der Bogen primär dadurch zustande kommt, daß die Kathode Elektronen emittiert, wobei es gleichgültig ist, ob die Elektronenemission glühelektrisch oder autoelektronisch erfolgt. Eine Ionisierung durch Elektronen, die einen Kathodenfall durchlaufen, der nicht wesentlich größer ist als die niedrigste Ionisierungsspannung, kann unmöglich zu einem Zustande führen, in dem ebenso viele Elektronen wie positive Ionen am Stromübergang beteiligt

<sup>1)</sup> W. Schottky u. J. v. Issendorff, ZS. f. Phys. **26**, 85—94, 1924.  
Zeitschrift für Physik. Bd. 79.

sind. Diese Unstimmigkeit zwischen den ersten Meßergebnissen und den zu erwartenden Verhältniszahlen hat Mißtrauen erweckt gegen die Methode, bei der der Anteil der Ionen am Stromübergang durch Bestimmung des Wärmeumsatzes an der Kathode gemessen wird. K. T. Compton<sup>1)</sup> hat nun vor kurzem gezeigt, daß dieses Mißtrauen unberechtigt ist, und den Nachweis erbracht, daß, wenn bei der Berechnung des Wärmeumsatzes kein Energieanteil vergessen wird, die Messung des Wärmeumsatzes an der Kathode Werte für den Ionenanteil liefert, die mit der Langmuirschen Theorie des Quecksilberlichtbogens und unseren Kenntnissen über den Verlauf der Ionisationsvorgänge im Einklang stehen. Je nach den Annahmen, die K. T. Compton über die bisher noch nicht durch Versuch bestimmten Energieanteile macht — insbesondere über die an die Kathode durch neutrale Teilchen übermittelte Energie und über den Entstehungsort der positiven Ionen —, erhält er Werte für den Anteil des Elektronenstromes am Stromübergang zwischen 80 und 100%, im Mittel etwa 90%. Der Anteil der positiven Ionen am Stromübergang kann also 20% nicht übersteigen.

Compton und Larmar<sup>2)</sup> sowie Kömnick und Lübecke<sup>3)</sup> ermitteln für den Kathodenfall von Quecksilberlichtbögen Werte von 10 bzw. 9 bis 11,3 Volt. K. T. Compton folgert weiter, daß die Ionisation im Quecksilberlichtbogen durch kumulativen Stoß hervorgerufen wird. Der Quecksilberlichtbogen ist also (unter den Bedingungen, unter denen der Kathodenfall gemessen wurde) ein Spezialfall eines Niederspannungslichtbogens (auch Niedervoltlichtbogen genannt). Bei Messung des Wärmeumsatzes an Kathoden solcher Niederspannungsbogen, wie wir sie mit Glühkathoden in Edelgasen im Druckbereich von etwa 1 bis 50 Tor erhalten, werden wir also von vornherein ähnlich niedrige Werte für den Anteil der Ionen am Stromübergang erwarten, wie sie Compton für den Quecksilberlichtbogen ermittelt hat.

2. Unsere ersten Versuchskolben besaßen Glühkathoden aus thoriertem Molybdändraht von 0,55 oder 0,7 mm Stärke, der mit Hilfe eines Dorns von annähernd derselben Stärke zu einer Wendel geformt war. Der Kathode standen zwei Anoden aus Graphit oder Tantal symmetrisch gegenüber. Die Kolben glichen durchweg den bekannten Gleichrichtern<sup>4)</sup> Gl. 3c, 6c

<sup>1)</sup> K. T. Compton, Phys. Rev. **37**, 468, 1077—1090, 1931.

<sup>2)</sup> E. S. Larmar u. K. T. Compton, Phys. Rev. **37**, 1069—1076, 1931.

<sup>3)</sup> J. Kömnick u. E. Lübecke, Phys. ZS. **33**, 215—218, 1932.

<sup>4)</sup> A. Gehrts; Siemens-ZS. **7**, 559—564, 1927; Helios, Fachzeitschrift **33**, 471—474, 1927; vgl. auch A. Güntherschulze, Elektrische Gleichrichter und Ventile, 2. Aufl. Berlin, J. Springer, 1929.

Anteil der positiven Ionen am Stromübergang im Niederspannungsbogen. 423

und 10c von Siemens u. Halske (40 Volt Gleichspannung bei 3, 6 oder 10 Amp. Gleichstrom).

Wir beobachteten nun zunächst die bei der Entnahme von Strom aus der Glühkathode eintretende Temperaturerhöhung oder Temperaturerniedrigung der Glühkathode, indem wir ein optisches Pyrometer auf die im Innern der Wendel herrschende Temperatur einstellten (gesehen durch ein in dem Magnesiumbelag der Glaswand ausgespartes Fenster). Sodann erzeugten wir dieselbe Temperaturerhöhung oder Temperaturerniedrigung lediglich durch Änderung der Kathodenheizung. Setzen wir zunächst das zur Erzielung der gleichen Temperatur — deren zahlenmäßige Bestimmung hierzu nicht nötig ist — erforderliche Mehr an Heizenergie  $\Delta W_h$  gleich (a) der Wärmeerzeugung durch den sich über den Heizstrom  $I_h$  überlagernden Anodenstrom  $I_a$  vermehrt (b) um die Wärmeerzeugung durch die auftreffenden positiven Ionen, vermindert (c) um den Wärmeverbrauch durch den Austritt der Elektronen, so erhalten wir einen ersten angenäherten Wert  $p_1$  für den Anteil  $p$  der positiven Ionen am Stromübergang.

a) Erwärmung der Kathode durch Überlagerung des Anodenstromes  $I_a$  über den Kathodenheizstrom  $I_h$ . Legen wir zwischen die Anode (bzw. die Anoden) und die Kathode eine Wechsel-EMK. (in der bei Glühkathodengleichrichtern gebräuchlichen Transformatorenschaltung) und damit in Reihe einen äußeren Widerstand  $R_a$ , so durchfließt den äußeren Widerstand  $R_a$  infolge der Gleichrichterwirkung der Kolben ein pulsierender Gleichstrom, dessen arithmetischer Mittelwert gleich  $I_a$  und dessen quadratischer Mittelwert gleich  $I_a$  (eff.) ist. Ist der äußere strombegrenzende Widerstand  $R_a$  ein rein Ohmscher Widerstand, so hat der Formfaktor unter der Voraussetzung rein sinusförmiger Spannung den Betrag 1,11, und es ist  $I_a$  (eff.) = 1,11 ·  $I_a$ . Durch gleichzeitiges Ablesen von  $I_a$  und  $I_a$  (eff.) haben wir uns davon überzeugt, daß diese Beziehung bei unseren Messungen genügend genau erfüllt ist.  $I_a$  (eff.) lagert sich nun über den Kathodenheizstrom  $I_h$ ; die Kathode empfängt daher eine zusätzliche Wärmemenge:

$$W_{ii} = I_a \text{ (eff.)} \cdot \frac{U_h}{2} = 1,11 \cdot I_a \cdot \frac{U_h}{2},$$

worin  $U_h$  der Spannungsabfall längs der Glühkathode ist (ausschließlich des Spannungsverlustes in den Zuführungen, der für Gl 6c zu 0,7 Volt und Gl 10a zu 0,5 Volt ermittelt wurde). Da an den Glühkathoden keine Phasenverschiebung wahrnehmbar war, konnten wir bei der Ermittlung der Heizenergie  $\cos \varphi = 1$  setzen.

b) Erwärmung der Kathode durch auftreffende positive Ionen. Jedes positive Ion gibt beim Auftreffen auf eine Kathode an diese die Energie ab:

$$W_p = (a U_k + \varphi_+) \cdot e = (a U_k + U_i - \varphi_-) \cdot e + L.$$

Hierin bedeuten  $e$  die elektrische Elementarladung,  $e \cdot U_k$  die kinetische Energie, die das (einwertige) positive Ion durch den Kathodenfall erhält,  $e \cdot \varphi_+$  die Neutralisationswärme, die sich aus der Ionisationsenergie<sup>1)</sup>  $e \cdot U_i$ , der Elektronenaustrittsarbeit<sup>2)</sup>  $e \cdot \varphi_-$  und der Kondensationswärme  $L$  der neutralen Moleküle auf der Kathodenoberfläche zusammensetzt. Der Faktor  $a$ , der sogenannte Akkommodationskoeffizient<sup>3)</sup>, gibt den Bruchteil kinetischer Energie an, der auf die Kathode übertragen wird, also  $1 - a$  den Bruchteil, den das Ion nach seinem Aufprall auf die Kathode und seiner Neutralisierung beim Verdampfen mitnimmt. Mit wachsendem Molekulargewicht des Gases nähert sich  $a$  dem Werte 1 und hat nach den neuesten<sup>3)</sup> Messungen für Argon, Neon und Helium den Wert:  $a(\text{Argon}) = 0,75$ ;  $a(\text{Neon}) = 0,55$ ;  $a(\text{Helium}) = 0,35$ . Da die auf die Kathode auftreffenden Ionen des Edelgases nach der Neutralisation sicher wieder abdampfen, brauchen wir bei der Auswertung unserer Messungen des Wärmeumsatzes das Glied  $L$  nicht zu berücksichtigen. Bezüglich des Gliedes  $a U_k \cdot e$  wollen wir zunächst einmal die Annahme machen, daß in unserem Falle des Niederspannungslichtbogens in Argon, Neon oder Helium im Druckbereich von 5 bis 30 Tor die positiven Ionen vor dem Auftreffen auf die Kathode durch Zusammenstöße im Gasraum bereits den größten Teil ihrer kinetischen Energie<sup>4)</sup> verloren haben, so daß also die kinetische Energie beim Auftreffen auf die Kathode klein ist gegenüber der Neutralisationsenergie. Die Berechtigung dieser Annahme soll weiter unten (Abschnitt 3) erörtert werden. Für die Erwärmung der Kathode durch die aufprallenden Ionen erhalten wir dann:

$$W_p = I_a (U_i - \varphi_-) \cdot p.$$

c) Jedes aus der Kathode austretende Elektron entzieht der Kathode die Energie  $\varphi_- \cdot e$ . Fließt ein Strom  $I_a$ , der zu  $p\%$  aus positiven Ionen

<sup>1)</sup> Die Ionisationsspannung hat für Argon den Wert  $U_i = 15,7$  Volt, für Neon 21,5 Volt und für Helium 24,5 Volt; vgl. z. B. H. D. Smyth, Rev. of Mod. Physics **3**, 347—391, 1931, insbesondere S. 390.

<sup>2)</sup> Für thoriertes Molybdän können wir  $\varphi_- = 3$  Volt ansetzen; vgl. S. Dushman, Rev. Mod. Physics **2**, 403, 1930.

<sup>3)</sup> C. C. Van Voorhis u. K. T. Compton, Phys. Rev. **37**, 1596, 1610, 1931; vgl. auch R. M. Chaudrhi u. M. L. Oliphant, Proc. Roy. Soc. London (A) **137**, 662—676, 1932, Nr. 833.

<sup>4)</sup> Schwingungen, die eine Erhöhung der kinetischen Energie hervorrufen könnten, dürften infolgedessen ohne Einfluß auf das Ergebnis sein.

besteht, so wird der Kathode durch den Elektronenaustritt die Energie  $W_e$  entnommen:

$$W_e = (1 - p) \cdot I_a \cdot \varphi_-.$$

Kommen außer den Energieanteilen (a), (b) und (c) keine weiteren Energieanteile für den Wärmeumsatz an der Kathode in Frage, so muß die bei Stromdurchgang wahrnehmbare Temperaturerhöhung ihren Grund in der Zufuhr des folgenden Energiebetrages haben:

$$I_a \cdot \left\{ p \cdot U_i - \varphi_- + 1,11 \cdot \frac{U_h}{2} \right\}.$$

Messen wir diesen Energiebetrag, wie schon gesagt, in der Weise, daß wir die gleiche Temperaturänderung der Kathode durch Änderung (Erhöhung) der Kathodenheizenergie um den Betrag  $\Delta W_h$  hervorrufen, wobei wir voraussetzen, daß es gelingt, durch Erhöhung der Heizenergie die gleichen Verhältnisse<sup>1)</sup> längs der Glühkathode zu schaffen wie bei Beheizung durch einen übergelenden Strom, so erhalten wir für den Anteil der positiven Ionen am Stromübergang den Wert:

$$p_1 = \frac{\frac{\Delta W_h}{I_a} - 1,11 \cdot \frac{U_h}{2} + \varphi_-}{U_i}.$$

Die so ermittelten Werte für den Anteil der positiven Ionen am Stromübergang — in den Tabellen 1 bis 5 mit  $p_1$  bezeichnet — liegen im allgemeinen zwischen 20 und 30%, sind im Bereiche von 5 bis 30 Torr vom Gasdruck nicht merklich abhängig und werden auch durch die Gasart (Argon, Neon,

Tabelle I.  
Kolben Gl 10a, Argon 30 Tor.

$I_a$ Amp.	$U_h$ Volt	$\Delta W_h$ Watt	$\Delta W_h/I_a$ Watt/Amp.	$p_1$ %	$p_2$ %
0,0	1,75	—	—	—	—
0,5	1,75	— 1,5	—	—	—
1,0	1,76	0,0	—	—	—
1,5	1,77	+ 3,0	2,0	26	15
2,0	1,78	+ 5,3	2,7	30	17
2,5	1,80	+ 7,2	2,9	31	18
3,0	1,81	+ 9,1	3,0	32	18
3,5	1,82	+ 10,8	3,1	33	19
4,0	1,84	+ 11,0	2,8	31	18
5,0	1,84	+ 11,5	2,3	29	17

<sup>1)</sup> Die Einstellung des Pyrometers darf auch nicht durch das Leuchten des Gases beeinflusst werden; nach unseren Beobachtungen dürfte diese Voraussetzung für Argon und Helium erfüllt sein, nicht aber für Neon.

Tabelle 2.  
Kolben Gl 3c, Argon 9 Tor.

$I_a$ Amp.	$U_h$ Volt	$T$ ° C	$\Delta W_h$ Watt	$\Delta W_h/I_a$ Watt/Amp.	$p_1$ ‰	$p_2$ ‰
0,0	1,62	1660	0,0	—	—	—
0,5	1,61	1635	— 1,5	—	—	—
1,0	1,62	1680	+ 1,5	1,5	23	13
1,5	1,63	1715	+ 4,0	2,7	31	18
2,0	1,63	1735	+ 5,4	2,7	31	18
2,5	1,65	1755	+ 6,8	2,7	31	18
3,0	1,65	1780	+ 8,5	2,8	31	18
3,5	1,66	1798	+ 9,7	2,8	31	18

Tabelle 3.  
Kolben Gl 3c, Helium 9 Tor.

$I_a$ Amp.	$U_h$ Volt	$\Delta W_h$ Watt	$\Delta W_h/I_a$ Watt/Amp.	$p_1$ ‰	$p_2$ ‰
0,0	1,96	0,0	0,0	—	—
0,5	1,96	— 1,2	—	—	—
1,0	1,98	+ 2,3	2,3	17	9
1,6	2,01	+ 6,7	4,2	24	14
2,0	2,02	+ 8,3	4,2	25	14
2,5	2,04	+ 11,7	4,7	27	15
3,0	2,04	+ 13,2	4,4	26	14
3,5	2,05	+ 13,7	3,9	24	13

Tabelle 4.  
Kolben Gl 3c, Neon 32 Tor.

$I_a$ Amp.	$U_h$ Volt	$T$ ° C	$\Delta W_h$ Watt	$\Delta W_h/I_a$ Watt/Amp.	$p_1$ ‰	$p_2$ ‰
0,0	1,63	1695	—	—	—	—
0,5	1,63	1670	— 1,5	—	—	—
1,0	1,64	1755	+ 3,9	3,9	28	14
1,5	1,66	1790	+ 6,5	4,4	30	15
2,0	1,66	1830	+ 8,6	4,3	30	15
2,5	1,67	1860	+ 10,5	4,2	30	15
3,0	1,68	1880	+ 11,6	3,9	28	14
3,5	1,69	1920	+ 14,2	4,1	29	15
4,0	1,68	1940	+ 15,5	3,9	28	14
4,5	1,67	1965	+ 17,0	3,8	27	14

Helium) kaum beeinflusst. Die wesentlich höheren Werte in Neon von 9 Tor können ihre Erklärung in der durch das rote Neonlicht erschwerten Pyrometereinstellung finden. Abgesehen von den kleinen Stromstärken (kleinen Werten  $I_a$ ), bei denen sich die Kathode abkühlt, ist  $p_1$  anscheinend (innerhalb der Fehlergrenzen) unabhängig von der Stromstärke.

Tabelle 5.  
Gl 3c, Neon 9 Tor.

$J_a$ Amp.	$U_h$ Volt	$T$ ° C	$\Delta W_h$ Watt	$\Delta W_h/I_a$ Watt/Amp.	$p_1$ %	$p_2$ %
0,0	1,8	1630	—	—	—	—
0,5	1,8	1590	— 3,0	—	—	—
1,0	1,8	1700	+ 5,0	5,0	33	17
1,5	1,8	1780	+ 10,7	7,2	43	22
2,0	1,8	1820	+ 13,6	6,8	41	21
2,5	1,8	1865	+ 16,8	6,7	40	20
3,0	1,8	1885	+ 18,3	6,1	38	19

3. Ein Anteil von 20 bis 30% positiver Ionen am Stromübergang im Glühkathoden-Edelgasniederspannungslichtbogen ist aber mit unseren Kenntnissen über den Verlauf des Ionisierungsvorganges und über die Ionisationswahrscheinlichkeit kaum in Einklang zu bringen, und wir müssen dementsprechend untersuchen, ob wir nicht einen wesentlichen Energieanteil bei der Auswertung unserer Messungen unberücksichtigt gelassen haben. Wir haben angenommen, daß die positiven Ionen mit einer gegen die Neutralisationsenergie kleinen kinetischen Energie auf die Kathode auf-treffen und daß sie die Energie, die sie beim Durchlaufen des Kathoden-falles aufnehmen, durch Stöße an Gasmoleküle bereits abgegeben haben. Da sich die Wärme hauptsächlich in der Nähe der Kathode entwickelt und da weiter die Stöße vorzugsweise in der Feldrichtung erfolgen, so wird Energie auch durch das Gas zur Kathode befördert (Rückwärme aus dem Gasraum). Die Verhältnisse liegen hier ähnlich wie im Dunkelraum der Glimmentladung. Auch hier findet ein solcher Energietransport statt; er ist von I. Runge<sup>1)</sup> berechnet worden. Größenordnungsmäßig können wir diesen Energieanteil bei der Auswertung unserer Messungen erfassen, wenn wir annehmen, daß die gesamte Energie<sup>2)</sup>, die die positiven Ionen beim Durchlaufen des Kathodenfalles erhalten, auf diese Weise an die Kathode übermittelt wird. Die Zylindersymmetrie unserer Versuchsanordnung und der im Verhältnis zu den Abmessungen der Kathode geringe Abstand des im Gasraum liegenden Potentialmaximums<sup>3)</sup> von der Kathode berechtigen uns wohl zu diesem Ansatz. Rechnen wir das Gebiet des Kathodenfalles von dem Potentialmaximum bis zur Kathode und setzen wir dementsprechend den Kathodenfall gleich der niedrigsten Anregungsspannung  $U_a$

<sup>1)</sup> I. Runge, ZS. f. Phys. **61**, 174—184, 1930.

<sup>2)</sup> Eine entsprechende Annahme macht auch K. T. Compton, Phys. Rev. **37**, 1. c. ( $F = 1$ ).

<sup>3)</sup> K. T. Compton u. C. Eckardt, Phys. Rev. **25**, 139—146, 1925; M. J. Druyvesteyn, ZS. f. Phys. **64**, 781—798, 1930.

des betreffenden Gases, so erhalten wir bei Berücksichtigung der Rückwärme aus dem Gasraum für den Ionenanteil den Betrag

$$p_2 = \frac{\frac{\Delta W_h}{I_a} - 1,11 \cdot \frac{U_h}{2} + \varphi_-}{U_i + U_a}.$$

Die so berechneten Werte liegen zwischen 10 und 20%.

Wir haben auch versucht, die Rückwärme aus dem Gasraum durch eine besondere Messung zu erfassen, und zu dem Zwecke einen Kolben

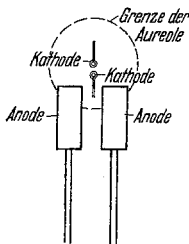


Fig. 1. Versuchskolben mit Doppelkathode.

mit zwei einander genau gleichen Kathoden gebaut, die im glühenden Zustande einen Abstand von 0,2 mm voneinander hatten (Elektrodenzusammenbau gemäß Fig. 1). Die eine Kathode wurde als Betriebskathode verwendet, die zweite — mit getrennter Heizung — nur zur Messung des aus dem Gasraum stammenden Energieanteiles. Beide Kathoden wurden (für  $I_a = 0$ ) auf annähernd die gleiche Temperatur gebracht. Wir haben dann — in der oben geschilderten Weise — die Temperaturerhöhung der

Betriebskathode:  $\Delta W_h$  (BK.) und auch die der Meßkathode:  $\Delta W_h$  (MK.) für verschiedene Beträge von  $I_a$  bestimmt. Für den Anteil  $p$  der positiven Ionen am Stromübergang finden wir so den Wert:

$$p = \frac{\frac{\Delta W_h \text{ (BK.)} - 2 \cdot \Delta W_h \text{ (MK.)}}{I_a} - 1,11 \cdot \frac{U_h}{2} + \varphi_-}{U_i}.$$

Wir setzen hierbei voraus, daß die Meßkathode den gleichen Energieanteil aus dem Gasraum aufnimmt wie die Betriebskathode. Um dies zu erreichen, haben wir ja die beiden Kathoden in ihren Abmessungen einander genau gleich gewählt und auch praktisch auf die gleiche Temperatur erhitzt. Der im Verhältnis zu den Abmessungen der Kathoden und ihrem Abstände voneinander große Umfang der Glimmlichtaureole bietet ferner Gewähr dafür, daß die Entladungsform durch die zweite Kathode nicht wesentlich verändert wird. Für unsere Energiemessungen war es tatsächlich gleichgültig, welche der beiden Kathoden die Betriebskathode und welche die Meßkathode war. Wie Tabelle 6 zeigt, erhalten wir so für  $p$  Werte zwischen 3 und 10%.



Tabelle 6.

Rohr Gl 6c mit zwei Kathoden (Betriebskathode BK. und Meßkathode MK.).  
Argon 10 Tor.

$I_a$	$U_h$	$T$ (BK.)	$T$ (MK.)	$\Delta W_h$ (BK.)	$\Delta W_h$ (BK.)/ $I_a$	$\Delta W_h$ (MK.)	$\Delta W_h$ (MK.)/ $I_a$	$p$
Amp.	Volt	° C	° C	Watt	Watt/Amp.	Watt	Watt	‰
0,0	1,96	1725	1745	0,0	—	0,0	—	—
0,5	1,95	1680	1760	— 1,2	—	1,25	2,5	—
1,0	1,98	1715	1770	—	—	1,9	1,9	—
1,5	1,98	1765	1780	+ 3,6	2,4	3,5	2,3	—
2,0	1,98	1790	1790	+ 5,0	2,5	3,9	1,95	3
3,0	2,00	1825	1810	+ 9,1	3,0	5,3	1,8	8
4,0	2,01	1850	1830	+ 11,2	2,8	6	1,6	9,5
5,0	2,02	1880	1850	+ 13,9	2,8	8,2	1,6	9,5
6,0	2,01	1910	1865	+ 16,5	2,7	10,6	1,7	8

Sicher beeinflussen sich bei diesem Versuch die Betriebskathode und die Meßkathode gegenseitig durch Wärmestrahlung und -konvektion. Doch änderte sich diese gegenseitige Beeinflussung durch die bei den Messungen auftretenden Temperaturänderungen nur innerhalb der Meßfehler. Eine Erhöhung der Temperatur der einen Kathode um rund 200° rief bei der anderen Kathode nur eine Erhöhung von 15 bis 20° (durch Strahlung und Konvektion) hervor.

Da die Meßkathode so stark erhitzt ist, daß sie Elektronen emittieren kann, so muß sie sich — ähnlich wie eine Glühsonde — auf dem Potential der Umgebung befinden; sie wird also der Entladung keine (oder nur in verschwindendem Maße) positive Ionen entziehen. Treffen Elektronen aus der Entladung auf die Meßkathode auf, so erteilen sie ihr ein negatives Potential gegenüber der Umgebung, das sofort eine Elektronenemission zur Folge hat. Da die Spannung zwischen der Meß- und der Betriebskathode nur klein sein wird, so können die Elektronen bei einem solchen Vorgang auch nur einen unbedeutenden Beitrag zur Temperaturerhöhung der Meßkathode beitragen. Es ist also nicht zu erwarten, daß ein ambipolarer Diffusionsstrom von nennenswertem Betrage auf die Meßkathode auftritt, so daß die aus der Temperaturerhöhung der Meßkathode für die Rückwärme ermittelten Werte zu groß erscheinen. Um uns zu vergewissern, daß dies tatsächlich nicht der Fall ist, haben wir auch noch einige Messungen vorgenommen, bei denen der Meßkathode ein gegen die Betriebskathode positives Potential gegeben wurde (z. B. + 8 Volt gegen die Mitte der Betriebskathode oder genauer gegen die Mitte der Heizwicklung des Transformators). Es fließt dann ein kleiner Elektronenstrom zur Meßkathode. Ändern wir den Entladungsstrom  $I_a$ , etwa in Stufen von 0,5 Amp., so ist die Änderung des Elektronenstromes zur Meßkathode dabei so gering, daß

wir sie gegenüber den sonstigen Energieänderungen in erster Annäherung unberücksichtigt lassen können. Berechnen wir den Ionenanteil  $p$  aus diesen Änderungen durch Differenzbildung, so umgehen wir damit die Schwierigkeit einer Berechnung der kinetischen Energie der auf die Meßkathode auftreffenden Elektronen. Wir finden so gleichfalls Werte von  $p \sim 8\%$ .

Diese Messungen zeigen uns, daß wir die Rückwärme aus dem Gasraum größenordnungsmäßig richtig in Rechnung bringen, wenn wir annehmen, daß die gesamte kinetische Energie, die die positiven Ionen beim Durchlaufen des Kathodenfalles erhalten, der Kathode in Form von Rückwärme zugeführt wird. Aus den Messungen ermitteln wir einen noch etwas größeren Betrag für die Rückwärme. Es liegt nahe, dies darauf zurückzuführen, daß nicht nur neutrale Moleküle auf die Kathode auftreffen, sondern auch angeregte Moleküle, soweit wir nicht den etwas größeren Betrag durch die obenerwähnten Fehlerquellen erklären können. Doch sind auch die so erhaltenen Werte für den Anteil der Ionen am Stromübergang noch zu groß, wie uns folgende Überlegung zeigt.

4. Durch die Überlagerung des Anodenstromes  $I_a$  (eff.) über den Kathodenheizstrom tritt eine merkbare Änderung der Temperaturverteilung längs der Kathode ein: Während der sich überlagernde Anodenstrom am positiven Ende der Kathode den Wert Null hat, erreicht er an ihrem negativen Ende den vollen Betrag  $I_a$  (eff.). Dies kann zu einer Überhitzung des negativen Endes führen, wobei die Kühlwirkung der normalen Stromzuführungen auf die Kathode mehr als ausgeglichen wird. Wendelgestalt<sup>1)</sup> des Kathodendrahtes erleichtert den Temperatenausgleich und wirkt so einer Überhitzung der Enden entgegen, ebenso eine stärkere Wärmeentziehung durch verdickte Stromzuführungen (durch Umwickeln der Kathodenenden mit einem nicht emittierenden Molybdändraht). Ein gewisser Temperatenausgleich findet ferner bei Verwendung von zwei Anoden (in der üblichen Doppelwegschialtung) dadurch statt, daß in der einen Hälfte einer Phase das eine, in der anderen das andere Ende der Kathode negativ gegen die Betriebsanode ist. Wir haben deshalb unsere Versuche nur an Kolben mit zwei Anoden und mit Wechselspannung im Anodenkreis ausgeführt. Weiter haben wir für unsere Versuche nur Kolben benutzt, bei denen der Niederspannungsbogen nicht fackelartig auf der Kathode ansetzt, sondern gleichmäßig längs der Kathode verteilt ist. Hierzu müssen vor allem sämtliche Metallteile und Elektroden sehr gut

<sup>1)</sup> I. Langmuir u. J. Orange, Trans. Amer. Inst. Electr. Eng. **32**, 1894—1926, 1913; ferner W. R. Whitney, Amer. Pat. 1267827 vom 6. November 1914 und Siemens & Halske, Brit. Pat. 279497 vom 23. Oktober 1926.

entgast sein; außerdem ist ein Füllgas zu verwenden (Argon, Neon, Helium), das von jeder Spur elektronenaffiner Gase und Dämpfe frei ist. Beachten wir ferner, daß der übergelende Anodenstrom  $I_a$  klein bleibt gegen den Kathodenheizstrom, so können wir durch alle diese Maßnahmen zwar erreichen, daß die Überlagerung des Anodenstromes über den Kathodenheizstrom nicht zu einer unsymmetrischen Temperaturverteilung führt; wir können jedoch nicht verhindern, daß sich die Temperaturverteilung längs der Kathode mit der Größe des entnommenen Anodenstromes ändert. Besonders deutlich tritt dies bei Entnahme kleiner Stromstärken in Erscheinung.

5. Aus den in den Tabellen 1 bis 5 wiedergegebenen Messungen sehen wir, daß sich die Kathode bei Entnahme eines Anodenstromes von nur 0,5 Amp. zunächst abkühlt. Gleichzeitig konnten wir hierbei deutlich eine Temperaturzunahme an den Enden (an den letzten Windungen der Wendel und den Zuführungen) wahrnehmen; der helleuchtende Teil der Kathodenoberfläche vergrößerte sich. Die Abkühlung der Glühkathode ist wohl nur so zu verstehen, daß bei diesen kleinen Stromstärken  $I_a$  der Anteil der positiven Ionen am Stromübergang so gering ist, daß die Kühlwirkung durch die Elektronenemission überwiegt. Die Abkühlung des thorierten Molybdändrahtes hat aber eine Widerstandsabnahme und — da die EMK an den Enden der Kathode konstant bleibt — eine Erhöhung des Heizstromes zur Folge; die dadurch bedingte stärkere Heizung der Enden führt zu einer sichtbaren Temperaturerhöhung der Endwindungen der Kathodenwendel. Ist dies aber der Fall, so müssen wir zu hohe Werte erhalten, wenn wir die der Kathode entzogene Heizenergie in der Weise messen, daß wir den Heizstrom bis zu dem Werte senken, bei dem wir mit dem Pyrometer dieselbe Höchsttemperatur in der Mitte der Kathodenwendel beobachten. Für  $p = 0$  sollten wir bei  $I_a = 0,5$  Amp. in den Tabellen 1 bis 5 etwa die Werte  $\Delta W_h = -1,0; -1,1; -0,9; -1,0; -1,0$  Watt erwarten, messen aber tatsächlich die Werte  $\Delta W_h = -1,5; -1,5; -1,2; -1,5; -3,0$  Watt.

Ist unsere Erklärung für die bei kleinen Stromstärken beobachtete Abkühlung der Glühkathode zutreffend, so muß sich diese Abkühlung um so stärker bemerkbar machen, je größer die Elektronenausbeute der Kathode ist. Ersetzen wir also die thorierte Molybdänkathode durch eine thorierte Wolframkathode, deren Entaktivierungstemperatur einige hundert Grad höher liegt, so muß es möglich sein, die Kathodenabkühlung bei Stromentnahme auch bei noch größeren Anodenströmen  $I_a$  zu beobachten. In der Tat konnten wir (Fig. 2) an einem mit einem Beobachtungsfenster in dem Magnesiumbelag versehenen Versuchskolben, der einem Gleichrichter

Arwo G 2 A 3 entsprach und mit einer thorierten Wolframkathode versehen war, eine Zunahme der Abkühlung noch bei Stromentnahme bis zu etwa 5 Amp. wahrnehmen. Es zeigte sich weiter, daß der Anodenstrom, der der größten Abkühlung der Kathode entspricht, von der Temperatur

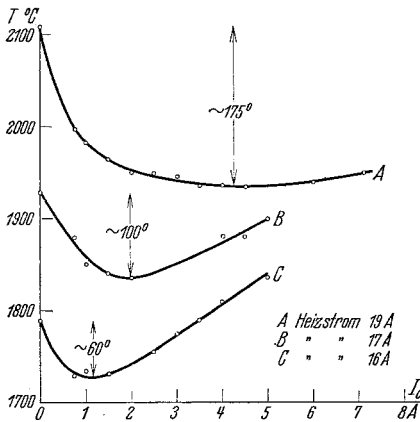


Fig. 2. Temperatur der Kathode eines Gleichrichterkolbens Arwo G 2 A 3 in Abhängigkeit vom Heizstrom und vom Betriebsstrom.

der unbelasteten Kathode oder mit anderen Worten vom Heizstrom und dem Emissionsvermögen der Kathode abhängt.

6. Da bei unmittelbar geheizten Glühkathoden die Änderung der Temperaturverteilung längs der Kathode bei Stromentnahme eine genaue Bestimmung des Anteils der Ionen am Stromübergang im Niederspannungsbogen erschwert, so haben wir versucht, durch Verwendung einer mittelbar geheizten Äquipotentialkathode genauere Werte zu erhalten.

Der Versuchskolben war mit einer Oxydkathode versehen (Nickelröhrchen 12 mm lang, mit Erdalkalioxyden bedeckt), die in der Mitte eines 28 mm langen Magnesia-röhrchens saß. Das Magnesia-röhrchen wurde durch eine Schlaufe aus Wolframdraht, die durch zwei Bohrungen hindurchging, geheizt. Die Oxydkathode hatte eine getrennte Zuführung. Der Kolben besaß Graphitanoden und glich in seinen sonstigen Abmessungen dem Gleichrichterkolben Gl. 3c. Als Füllgas wurde Argon mit einem Druck von 10 Tor verwendet. Neonfüllungen konnten nicht benutzt werden, da das Pyrometer wegen der roten Farbe des leuchtenden Gases bei der Temperatur der Oxydkathoden nicht mehr eingestellt werden konnte. Die Meßergebnisse sind in Tabelle 7 zusammengestellt. Geheizt wurde durch eine Batterie; zwischen die Äquipotentialkathode und die beiden zusammengeschalteten Anoden war eine Gleichspannung gelegt. Die Temperatur längs der Oxydkathode wurde pyrometrisch kontrolliert; es waren keine meßbaren Temperaturunterschiede vorhanden.

Aus den in Tabelle 7 zusammengestellten Meßergebnissen schließen wir: Bei kleinen Anodenströmen  $I_a$  ist der übergangende Strom ein fast reiner Elektronenstrom; der Anteil  $p$  der positiven Ionen am Stromübergang

Tabelle 7. Kolben Gl 3c, Argon 10 Tor, mittelbar geheizte Oxydkathode.

$I_a$ Amp.	$T$ ° C	$U$ Volt	$\Delta W_h$ Watt	$\Delta W_h/I_a$ Watt/Amp.	$p'_1$ %	$p'_2$ %			
0,0	1022	—	—						
0,16	1015	12,3	— 0,15						
0,20	1012	13,9	— 0,20						
0,29	1010	14,3	— 0,27						
0,40	1006	8,0	— 0,38						
0,60	1002	14,8	— 0,5						
0,70	995	14,5	— 0,6						
0,85	1006	4,9	— 0,38						
1,00	1012	4,75	— 0,20	} 0,6	10	6			
1,3	1015	4,95	— 0,15						
1,5	1020	5,15	—				} 0,6	10	6
2,0	1034	5,5	+ 0,3						
2,5	1048	5,85	+ 0,65				} 0,7	11	6
3,0	1061	6,1	+ 0,95						
3,5	1075	6,3	+ 1,25				} 0,6	10	6
4,0	1091	6,5	+ 1,60						

ist sicher kleiner als 1%. Setzen wir die Austrittsarbeit der Elektronen bei Oxykathoden mit  $\varphi_- = 1$  Volt in Rechnung, so erhalten wir aus den Werten von  $\Delta W_h$  für  $I_a = 0,6$  und  $0,7$  Amp. einen Wert  $p$  von der Größenordnung  $p = 0,5\%$ . Überschreitet der Strom einen bestimmten Wert  $I_a$ , den wir mit Wehnelt<sup>1)</sup> als Grenzstrom bezeichnen wollen und der bei den Messungen der Tabelle 7 den Wert  $I_a = 0,85$  Amp. hat, so springt die Entladung plötzlich in eine andere Entladungsform um, bei der die positiven Ionen am Stromübergang mehr beteiligt sind. Ihr Anteil nimmt mit weiter wachsendem Strom stetig zu und scheint sich unter Berücksichtigung der Rückwärme aus dem Gasraum in der oben angegebenen Weise einem Grenzwert von rund 5% zu nähern. Berechnen wir aus der Oberfläche der Kathode den bei  $T = 990^\circ \text{C}$  zu erwartenden Emissionsstrom gemäß dem Richardsonschen Gesetz:  $i = F \cdot A \cdot T^2 e^{-b_0/T}$ , so erhalten wir für  $b = 10000^0$  und  $A = 10 \cdot 10^{-3}$  Amp./ $(\text{cm}^2 \text{grad}^2)$  — dies sind die für die vorliegende hochaktive Kathode wahrscheinlichsten Werte — einen Sättigungsstrom von etwa 0,8 bis 0,9 Amp. Wir können also mit einigem Vorbehalt<sup>2)</sup> den Grenzstrom zunächst gleich dem Sättigungsstrom der Kathode bei der betreffenden Temperatur setzen, wie dies von Wehnelt und Eisenmann<sup>3)</sup>

1) A. Wehnelt, Phys. ZS. 5, 680—681, 1904; Ber. d. phys.-mediz. Soc. Erlangen 37, 264—269, 1905; Ann. d. Phys. 19, 138—156, 1906; Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Berlin 4, 86—99, 1925.

2) Für größere Stromdichten (höhere Elektronenausbeute) dürfte zunächst durch den Versuch Fig. 2 nur bewiesen sein, daß der Grenzstrom in einem Zusammenhang mit dem Elektronensättigungsstrom der Kathode steht.

3) A. Wehnelt, Ergebnisse usw. S. 94 und 99; K. Eisenmann, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 725—730, 1910.

für Glühkathodenentladungen bei niederen Gasdrucken nachgewiesen ist. Der Übergang von der einen Entladungsform (*a*) in die andere (*b*) beim Überschreiten des Grenzstromes ist durch einen Sprung des Spannungsabfalles am Kolben gekennzeichnet. Während unterhalb der Grenzstromstärke der Spannungsabfall (unter Berücksichtigung der Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen) nahe gleich der Ionisierungsspannung ist, sinkt der Spannungsabfall nach Überschreiten der Grenzstromstärke plötzlich auf den für den abnormen Niederspannungsbogen charakteristischen niedrigen Wert von 5 bis 6 Volt und steigt mit weiter wachsendem Strom dann langsam an. Es werden zwar auch bei der Entladungsform (*a*) Werte für den Spannungsabfall (z. B. 8 Volt bei 0,40 Amp.) beobachtet, die unterhalb der niedrigsten Anregungsspannung liegen; doch sind diese Werte im Gegensatz zu den niedrigen Werten der Entladungsform (*b*) sehr labil.

Aus den Messungen der Tabelle 7 und aus den Messungen, die den Kurven Fig. 2 zugrunde liegen, geht wohl hervor, daß die Entladungsform (*a*) in die Entladungsform (*b*) dann übergeht, wenn die Glühkathode nicht mehr einen Überschuß von Elektronen abzugeben vermag. Wir könnten nun weiter folgern: Durch Erhöhung des Anteils der positiven Ionen am Stromübergang sucht sich die Entladung selbst weiter aufrechtzuerhalten; die Kathode wird dadurch wieder in einen Zustand gebracht, bei dem sie die für den Stromübergang erforderlichen Elektronen emittieren kann. Unsere Messungen zwingen uns aber nicht zu einer derartigen „teleologischen“ Betrachtungsweise, vor der vor allem Seeliger<sup>1)</sup> nachdrücklichst warnt. Sicher ist, daß sich die Kathode beim Überschreiten des Grenzstromes durch eine Zunahme des Anteils der Ionen aufheizt. Nach den Messungen Tabelle 7 sieht es weiter so aus, als ob diese Aufheizung nur von einem konstanten Bruchteil des Überschusses des Stromes über den Grenzstrom herrührte, so daß sich der Ionenanteil schließlich einem Grenzwert von 6% nähert. Wir können aber nicht ohne weiteres behaupten, daß die Kathode nur so hoch aufgeheizt wird, daß gerade der erforderliche Elektronenstrom von ihr abgegeben werden kann, oder mit anderen Worten, daß der Betrag des Anteils der Ionen *nur* durch die Forderung nach einer genügenden Elektronenemission der Kathode festgelegt wird. Die Beobachtung, daß die Temperatur der Kathode unter sonst gleichen Verhältnissen in verschiedenen Gasen verschieden hoch steigt, weist jedenfalls darauf hin, daß für die Höhe des Anteils der positiven Ionen am Stromübergang noch andere<sup>2)</sup> Bedingungen mindestens mitbestimmend sein können.

<sup>1)</sup> R. Seeliger, Gasentladungen. Leipzig 1927. Insbesondere S. 346.

<sup>2)</sup> Vgl. A. Gehrts, ZS. f. techn. Phys. **13**, 303—308, 350—356, 1932.

7. Bei Entnahme von Strom werden Oxydkathoden durch den Querwiderstand<sup>1)</sup> der Oxydschicht aufgeheizt. Wir trugen deshalb anfänglich Bedenken, Messungen des Wärmeumsatzes an Oxydkathoden auszuführen. Da wir aber durch den Einfluß des Temperaturverlaufes längs unmittelbar geheizter Thor-Molybdänkathoden gezwungen wurden, mittelbar geheizte Kathoden zu benutzen, und da ferner mittelbar geheizte Kathoden mit einer Elektronen emittierenden Thorschicht nur sehr schwer herzustellen sind, so ließ sich die Verwendung von mittelbar geheizten Oxydkathoden nicht umgehen. Die an diesen Kathoden — in der oben angegebenen Weise — durch Messung des Wärmeumsatzes ermittelten Ionenanteile sind nun sicher deshalb zu hoch, weil die Kathoden wegen des Querwiderstandes der Oxydschicht wohl bei der Stromentnahme zusätzlich aufgeheizt werden, nicht aber bei der Einstellung durch Erhöhung der Heizenergie auf die gleiche Temperatur. Wäre der Anteil der Ionen proportional der Stromstärke, dann könnten wir den Einfluß des Querwiderstandes dadurch ermitteln, daß wir den Wärmeumsatz einmal mit Gleichspannung an den Anoden und dann mit Wechselspannung bestimmten. Da aber der Anteil der Ionen annähernd proportional dem Überschuß des Stromes über den Grenzstrom ist, also mit wachsender Stromstärke zunimmt, so erhalten wir schon hierdurch bei Benutzung von Wechselspannung eine vermehrte Temperaturerhöhung der Kathode, die sich über die bei Wechselstrom (pulsierendem Gleichstrom) vergrößerte Aufheizung durch den Querwiderstand überlagert, wie die folgenden, an der gleichen Kathode unmittelbar hintereinander vorgenommenen Messungen mit Gleichstrom und Zweiphasen-Wechselstrom zeigen:

$I_a$ (arithmetischer Mittelwert) Amp.	$T$ (Gleichspannung) ° C	$T$ (Wechselspannung) ° C
0	1020	1020
2,0	1022	1031
2,5	1035	1049
3,0	1050	1068
3,5	1068	1090

Aus diesen Beobachtungen geht weiter hervor, daß der Anteil der Ionen einwandfrei nur mit Gleichspannung gemessen werden kann.

<sup>1)</sup> H. Rothe, ZS. f. Phys. **36**, 742, 1926; J. Kroczeck u. E. Lübecke, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern **9**, Heft 2, 252—261, 1930; A. Gehrts, ZS. f. techn. Phys. **13**, 192—195, 1932.