

# Die Vorgänge an der Kathode beim Übergang von der Glimm- in die Bogenentladung

Autor(en): **Wehrli, M.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **1 (1928)**

Heft V

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-109175>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

## Die Vorgänge an der Kathode beim Übergang von der Glimm- in die Bogenentladung

von M. Wehrli.

(5. VI. 28.)

Unter Verwendung von dünnen Wolframsonden werden an verschiedenen Wolframelektroden in reinem Stickstoff die Kathodenfälle als Funktion der Stromstärke und der Bogenlänge im Gebiete der Glimm- und der Bogenentladung gemessen. Der Kathodenfall steigt noch im Gebiete der Bogenentladung bis über 250 Volt an, er hängt bei kleinen Stromstärken stark von der Elektrodenform ab. Im Glimmentladungsgebiet zeigt er ein Minimum, er ist im ganzen Stromintervall von 0,002 bis 5 Amp. unabhängig von der Bogenlänge. An den gleichen Elektroden werden mit einem Glühfadenpyrometer die Kathodentemperaturen gemessen. Es ergeben sich daraus: 1. Die Zündtemperaturen des Bogens, 2. Die maximalen Glühemissionsströme. Diese überschreiten von 0,2 Amp. an die Gesamtströme. Im Glimmentladungsgebiete werden die Kathodenflecke ausgemessen, wobei gefunden wird, dass dem Minimum des Kathodenfalles ein Minimum der Stromdichte entspricht.

Die Beobachtungen werden an Hand der vom Verfasser angegebenen Beziehungen, in welchen der Anschluss der Energiegleichungen an die Raumladungsgleichung durchgeführt wird, diskutiert. Die theoretisch aufgestellten Forderungen werden bestätigt. Als wesentlich für die Stromverteilung erweist sich dabei die Energie, welche der Kathode durch das Gas zugeleitet oder zugestrahlt wird. Diese rührt letzten Endes von Elektronenstößen her und erreicht im Bogen beträchtliche Werte. Es ergeben sich 3 prinzipielle Ursachen für den Zusammenbruch des Kathodenfalles beim Übergang von der Glimm- in die Bogenentladung.

### § 1. Einleitung.

In der letzten Untersuchung<sup>1)</sup> wurde ein System von zehn unabhängigen Gleichungen angegeben, welche im Gebiete der Glimm- und der Bogenentladung gültig sind. Nur eine davon konnte mit dem Experimente verglichen werden. Die vorliegende Arbeit soll die Beobachtungen so erweitern, dass eine ausführlichere Anwendung möglich wird und zwar speziell auf die bereits früher untersuchte Entladung an Wolframelektroden in reinem Stickstoff. Der experimentelle Teil zerfällt in drei Abschnitte, nämlich: Kathodenfallmessungen, Temperaturbestimmungen an der Kathode und Ermittlung der Grösse von Kathodenflecken. Die Anordnung bleibt im wesentlichen wie in Arbeit I<sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> M. WEHRLI, *Helvetica physica acta*, **1**, 247, 1928 (Arbeit II).

<sup>2)</sup> M. WEHRLI, *Zeitschr. f. Phys.* **44**, 301, 1927 (Arbeit I).

## § 2. Zur Messung des Kathodenfalles

wird eine Wolframsonde<sup>1)</sup> verwendet. Fig. 1 zeigt ein Bild des dazu abgeänderten Entladungsgefässes.

Die Kathodeneinführung geschieht senkrecht von unten, die drehbare Anode befindet sich rechts und die Sonde *S*, welche mit zwei Schliffen an jeden Punkt der Entladung gebracht werden

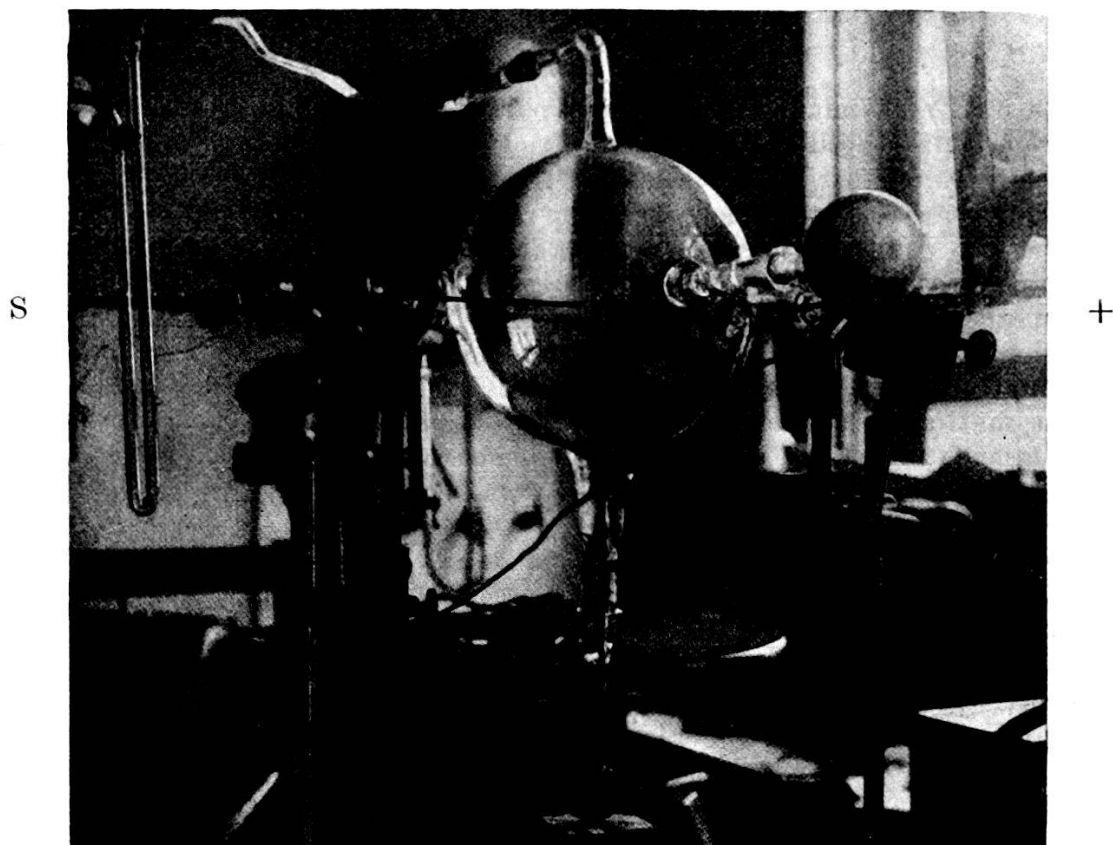


Fig. 1.

kann, ist links durchgeführt mittels weisser Siegelackkittung. Man sieht in Fig. 1 das den kupfernen Sondenhalter ausbalancierende Gegengewicht. Die Hauptschwierigkeit besteht in der Herstellung der reinen Stickstoffatmosphäre. Es wurde versucht, die Methode von E. TIEDE<sup>2)</sup>, welcher den reinen Stickstoff durch Erwärmen von Natriumazid im Hochvakuum herstellte, auf grössere Gasmengen zu erweitern. Mit einem speziell konstruierten elektrischen Ofen gelang es wirklich, in einer Stunde etwa 3 Liter

<sup>1)</sup> Die „VEREENIGDE DRAADFABRIKEN“ VON NIJMEGEN (Holland) stellte mir den Wolframdraht zur Verfügung, wofür ihr hiermit speziell gedankt werden möge.

<sup>2)</sup> E. TIEDE, Chem. Ber. **49**, 1742, 1916.

Stickstoff zu erzeugen. Ist die Zersetzung einmal eingeleitet, was sehr vorsichtig zu geschehen hat (bei ca.  $320^{\circ}\text{C}$ ), so lässt sich nachher die Weiterentwicklung des Stickstoffes beliebig und sicher steuern; zum Unterschied von E. TIEDE wird gefunden, dass bei tiefen Temperaturen (unterhalb  $100^{\circ}\text{C}$ ) die Entwicklung aufhört, und bei einer bestimmten höhern Temperatur stets den gleichen Wert hat, ob dazwischen abgekühlt (abgeschaltet) wurde oder nicht. Diese Temperaturen stabiler Entwicklung liegen unterhalb  $300^{\circ}\text{C}$ , d. h. man hat nach Einleitung der Zersetzung, die  $320^{\circ}\text{C}$  erfordert, sofort auf Werte unterhalb  $300^{\circ}\text{C}$  zu gehen, was am sichersten durch vorübergehendes Abschalten des Heizstromes geschieht. Leider war die Reinheit des so erzeugten Stickstoffes, trotz mehrmaligem Spülen, geringer als nach der alten Methode (Arbeit I). Es wird deshalb der Stickstoff wieder nach der alten Methode gewonnen, wobei vor dem dort verwendeten Phosphorpenoxydtrockenrohr  $T_2$  noch ein zweites von 30 cm Länge zur Verwendung gelangt. Die Anode besteht bei allen Messungen aus einem 1,6 mm dicken Wolframstabe, der vorn eine Kugel von 2,61 mm Durchmesser trägt, um auch bei Stromstärken grösser als 2 Ampère arbeiten zu können. Als Kathode wird einerseits ein gerader Wolframstab von 1,7 mm Durchmesser, der vorn halbkugelförmig zugeschliffen ist, und andererseits eine Wolframkugel von 1,81 mm Durchmesser an einem 0,339 mm dicken Stiele verwendet, wie sie von W. DE GROOT<sup>1)</sup> und E. STÜCKELBERG<sup>2)</sup> gebraucht worden ist. Der Stiel, dessen freie Länge 26,0 mm beträgt, steckt in einem 2,5 mm dicken Halter aus Kupfer (s. Fig. 1).

### § 3. Messmethode und Vormessungen.

Die Sonde und die Kathode, bzw. Anode kann nacheinander oder zugleich mit den folgenden drei Spannungsmessern verbunden werden:

1. Ein Siemens-Halske-Präzisionsvoltmeter für 300 Volt mit  $10^5$  Ohm Widerstand und  $3 \cdot 10^{-3}$  M. Amp. Maximalstrom.

2. Ein Siemens-Halske-Zeigergalvanometer mit Spitzenlagerung für 300 Volt, einem Widerstand nach Loewe von  $6 \cdot 10^6$  Ohm und  $5 \cdot 10^{-5}$  Amp. Maximalausschlag.

<sup>1)</sup> W. DE GROOT, *Physica* **5**, 121, 234, 1925. Herr Dr. W. DE GROOT hatte die Freundlichkeit, mir einige solche Elektroden aus dem Laboratorium der Philips-Glühlampenfabrik zu überlassen, wofür ihm und der Firma Philips hiemit bestens gedankt werden möge.

<sup>2)</sup> E. STÜCKELBERG, *Helvetica physica acta*, **1**, 75, 1928.



3. Ein Wulf'sches Zweifadenelektrometer, das mit Hilfsspannung bis 500 Volt verwendet werden kann. Um spontane Schwankungen zu vermeiden, wird bei einzelnen Messungen ein Kondensator von 0,3 Mf. parallel dazu geschaltet.

Mit der Stabkathode und einer Sonde von 0,5 mm Durchmesser werden zuerst die Werte der drei Spannungsmesser bei verschiedenen Stromstärken  $I$  mit einander verglichen. Der Druck ohne Entladung beträgt dabei 199,2 mm Hg, die Bogenlänge 4 mm, der Abstand Sondenmitte Kathode 1,63 mm, abgelesen in der zehnfach vergrößerten Projektion, wobei jeweils die Zeigerstellung der Anode (vergl. Arbeit I) als Kontrolle dient. Es zeigt sich, dass alle drei Voltmeter bei Stromstärken grösser als 0,45 Amp. zwischen Kathode und Sonde dieselben Spannungswerte zeigen. Unterhalb 0,4 Amp. ergibt das Präzisionsvoltmeter zu kleine Werte, während das Zeigergalvanometer noch bis 0,12 Amp. mit dem statischen Instrumente übereinstimmt. Unterhalb 0,12 Amp. werden die Ablesungen des ersteren ebenfalls beträchtlich zu klein. Gegen die Anode beginnen die Abweichungen bei etwas kleineren Stromstärken. Man erkennt solche Spannungsunterschreitungen auch sofort daran, dass die Summe der Spannungswerte Sonde-Kathode plus Sonde-Anode kleiner ausfallen als die zugleich beobachtete Gesamtspannung  $U$  an der Entladung. Die so errechnete Summe muss nämlich, wie speziell untersucht wird, innerhalb 2% mit der Gesamtspannung übereinstimmen. Dank der hervorragenden Stabilität der Entladung und der nicht abbrennenden Sonde lässt sich recht genau ablesen. Was die systematischen Fehler der Sondenmessungen betrifft, so wurde bereits früher von A. HAGENBACH und M. WEHRLI<sup>1)</sup> darüber berichtet. Die 0,5 mm dicken Sonden entziehen der Entladung eine beträchtliche Energie, was sich bekanntlich darin äussert, dass die Gesamtspannung  $U$  mit dem Einführen der Sonde bei konstant gehaltener Stromstärke steigt z. B. bei  $I = 0,1$  Amp. um 4%, bei 0,3 Amp. um 6,6% und bei 1 Amp. um 8,2%. Günstiger verhalten sich die 0,2 mm-Sonden; die Steigerung ist bei 0,03 Amp. 3,5%, bei 0,1 Amp. 2%, bei 0,3—0,75 Amp. 5%.

Alle systematischen Fehler, auch der von K. ROTTGARDT<sup>2)</sup> angeführte, dass bei nicht punktförmigen Sonden eine Integration eintritt, führen auf einen zu hohen Kathodenfall, so dass die gemessenen Werte als Maximalwerte angesehen werden dürfen. I. LANGMUIR und H. MOTT-SMITH<sup>2)</sup> messen beim Quecksilber-

<sup>1)</sup> A. HAGENBACH und M. WEHRLI, Zeitschr. f. Phys. **26**, 31, 1924, § 7.

<sup>2)</sup> K. ROTTGARDT, Ann. d. Phys. **33**, 1161, 1910.

bogen die Raumpotentiale mittels stromführenden Sonden. Inwiefern man dadurch bei glühenden Sonden und hohen Gasdrücken andere Werte erhält als mit der statischen Spannungsermittlung, ist noch nicht untersucht.

Die verwendete *Messmethode* ist folgende: Die Sonde wird in die Distanzen 0,5, 1 und 1,5 mm von der Kathode gestellt und die Spannung abgelesen. Die angeführten Kathodenfälle, welche auf die Distanz 0,5 mm bezogen wird, erhält man aus den drei Daten durch graphische Mittelung. Die Extrapolation auf die Distanz Null ergibt Werte, die weniger als 1% kleiner sind. Bei den Stromstärken oberhalb 2 Amp., wo die Sonden wegschmelzen, wird nur auf 0,5 mm eingestellt und rasch abgelesen. Die Werte der Gesamtspannung  $U$  sind Mittel aus den Beobachtungen vor und nach der Sondenmessung, wobei sich die Sonde in der Entladung befindet.

Zur Bestimmung des Spannungsabfalles in der Kathode wird unter Verwendung einer Messbrücke der Widerstand der Kugelkathode am dünnen Stiel, inklusive den Halter, gemessen. Der Widerstand ergibt sich zu  $0,064 \pm 0,002$  Ohm; bei 5 Amp. beträgt somit der Spannungsabfall in der Kathode 0,32 Volt. Von 1 Amp. an aufwärts wird diese Korrektur von den abgelesenen Kathodenfällen abgezogen.

#### § 4. Resultate.

Als Beispiel mögen in Tabelle 1 die ausführlichen Kathodenfallwerte für die Bogenentladung an der Stabkathode angegeben werden, und zwar chronologisch geordnet.

Tabelle 1.

Nr.	I Amp.	$U_K$ Volt
1	0,400	154
2	0,600	110
3	1,20	62,5
4	0,800	86,5
5	1,00	70,7
6	0,700	96,1
7	0,500	126
8	0,300	188
9	0,200	265
10	1,00	70,5

<sup>2)</sup> I. LANGMUIR und H. MOTT-SMITH, Gen. Electr. Rev. **27**, 449, 538, 616, 762, 1924.

Tabelle 1 (Fortsetzung).

Nr.	I Amp.	$U_K$
11	1,00	71,1
12	1,60	50,9
13	2,60	40,0
14	2,60	40,0
15	3,00	37,7
16	3,49	33,0
17	4,15	26,0
18	2,20	41,8
19	4,04	25,5
20	5,00	23,0
21	5,06	22,1
22	5,20	21,2

I bedeutet dabei den Gesamtstrom in Amp. und  $U_k$  den Kathodenfall in Volt. Diese Messungen sind in der Fig. 2 aufgetragen, diejenigen für die Glimmentladung in Fig. 3.

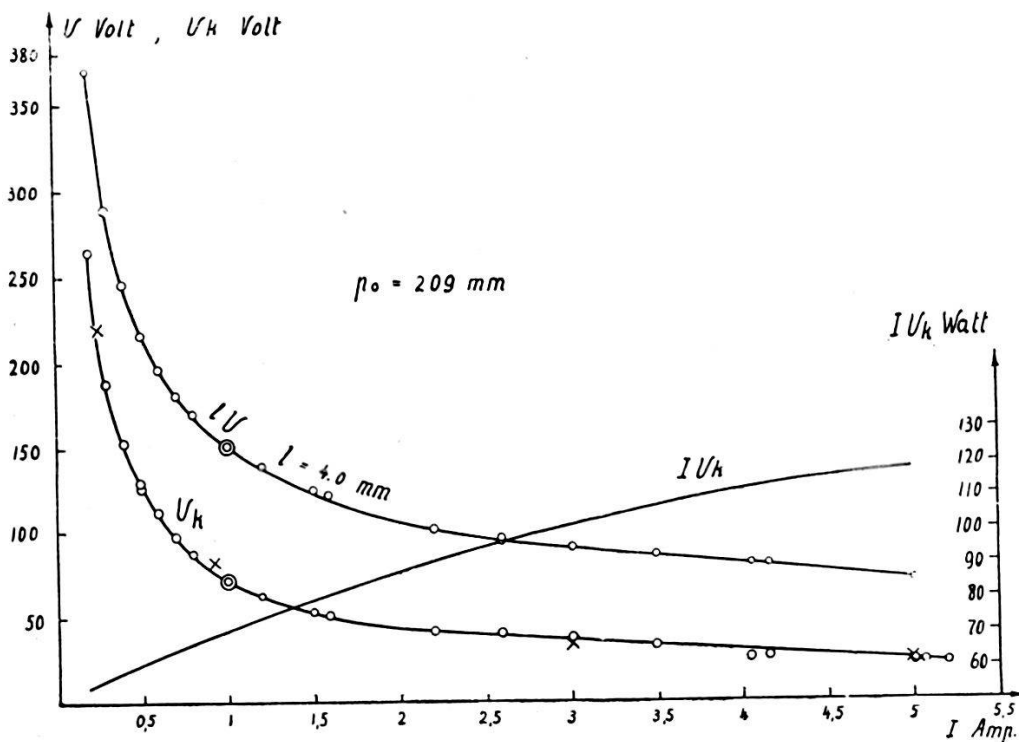


Fig. 2.

Die Kreise entsprechen den Einzelbeobachtungen;  $U$  ist die Charakteristik bei einer Bogenlänge von 4,0 mm, während  $U_k$

die Kathodenfallmessungen in Volt darstellt, welche bei der Bogenentladung (Fig. 2) mit einer 0,5 mm dicken Sonde, bei der Glimmentladung (Fig. 3) mit einer 0,2 mm dicken Sonde gemacht worden sind. Der Kaltdruck  $p_0$  beträgt im ersten Fall 209, im zweiten 208 mm Hg, man ist dabei noch im Druckgebiete, wo der Übergang von der Glimm- in die Bogenentladung instabil verläuft. Um einen stabilen Übergang zu haben, ist ein Druck

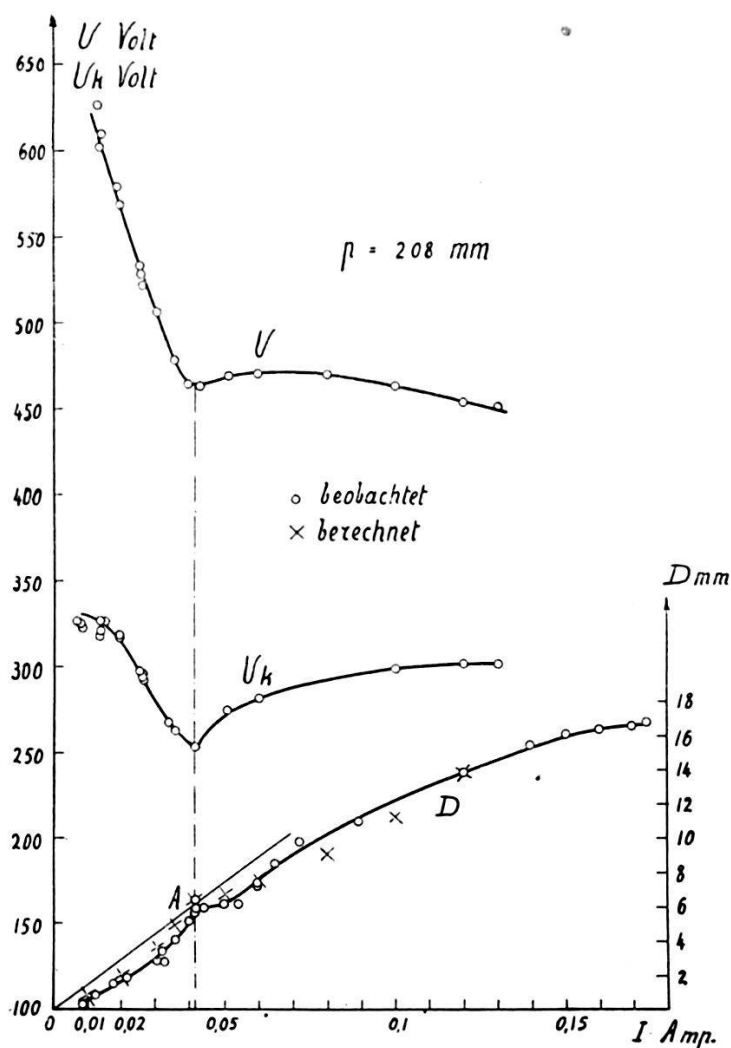


Fig. 3.

von mindestens 388 mm nötig. Der im Vergleich gegen Arbeit I um 207 mm höhere Wert dieses Grenzdruckes rührt her von der andern Anodenform.

Fig. 4 und Fig. 5 enthalten die entsprechenden Resultate der Kugelkathoden. Der Druck ohne Entladung beträgt 172 mm, die Bogenlänge für die Charakteristik  $U$  2 mm. Die Kathodenfallmessungen sind mit einer 0,2 mm-Sonde ausgeführt, mit Ausnahme der Punkte  $\ddagger$  in Fig. 4, wo eine 0,5 mm-Sonde verwendet worden ist. Bei 1 Amp. zeigen die Sondenmessungen mit wachsen-

der Stromstärke einen Anstieg. Da in der Charakteristik keine

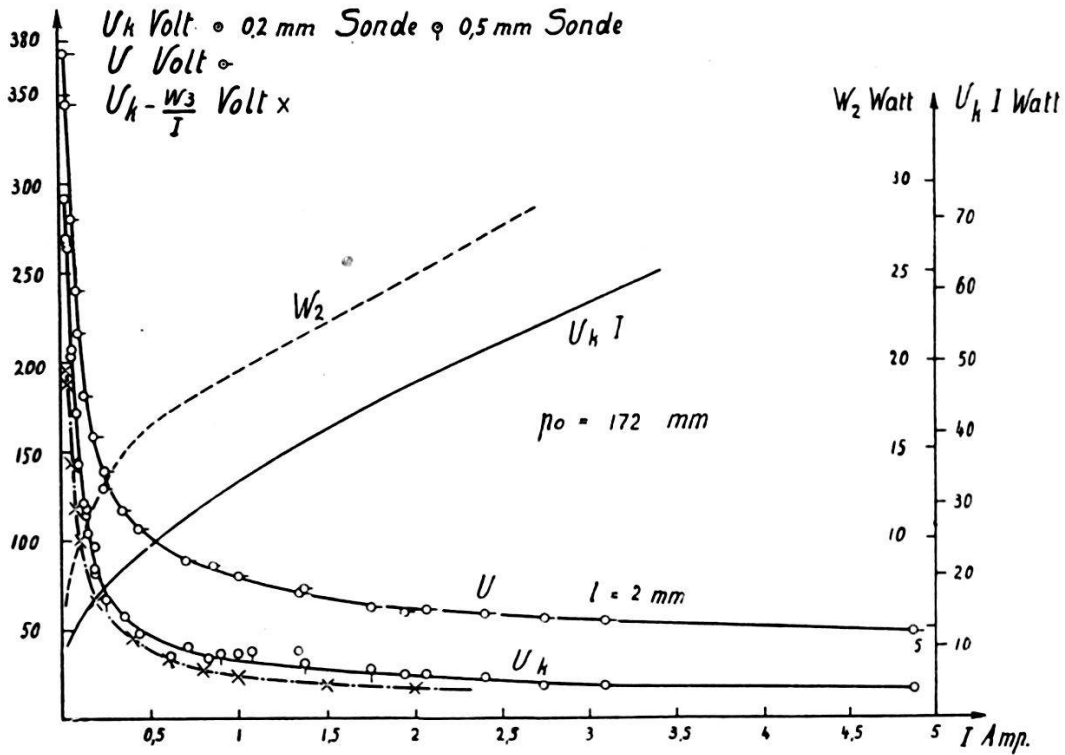


Fig. 4.

Unregelmässigkeit vorliegt, dürfte dieser Anstieg auf eine Störung an der Sonde zurückgeführt werden. Die Entladung an der Kugel-

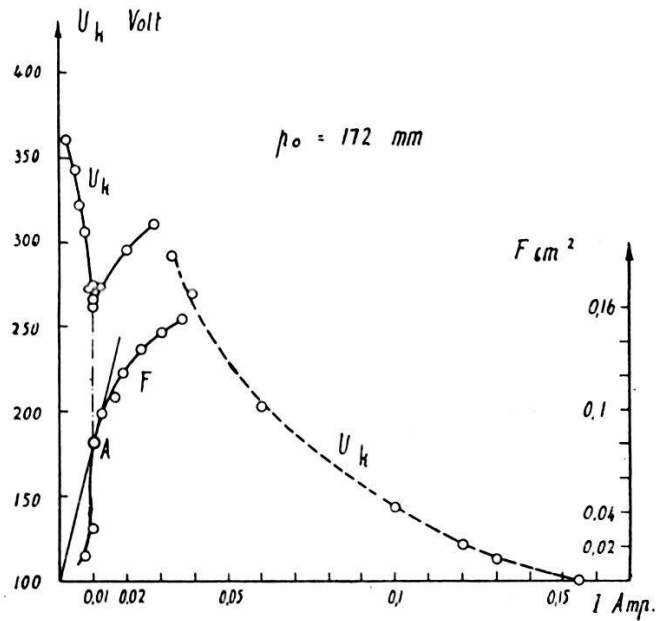


Fig. 5.

kathode ist so heiss, dass bei  $I = 1,3$  Amp. die 0,2 mm-Sonde

und bei 1,9 Amp. die 0,5 mm-Sonde abzuschmelzen beginnt. In die Fig. 2 und 4 sind noch die Leistungen  $IU_k$  in Watt eingezeichnet. Den Kurven entnommene Zahlenwerte finden sich in den Tabellen 2, 5, 8, 9 und 10. Aus den Figuren erkennt man folgende Gesetzmässigkeiten:

1. Der Kathodenfall nimmt von den hohen Werten der Glimmentladung stetig ab bis zu den niedern der Bogenentladung, und zwar liegt dieser Übergang im Bogengebiete.

2. Er strebt bei grossen Stromstärken einem konstanten Werte zu.

3. Der Kathodenfall hängt stark ab von der Kathodenform. Er hat bedeutend höhere Werte am Stab als an der Kugelkathode. In Tabelle 2 mögen zum Vergleich einige Werte angegeben werden:

Tabelle 2.

$I$	$U_K$ Stab	$U_K$ Kugel	$U$ Kugel	$\Delta U_K$
4	28,2	17,3	52,0	10,9
2	42,0	23,6	60,8	18,4
1	71,0	33,2	79,3	37,8
0,4	150	55	111,3	95
0,2	265	86	154,3	179
0,1	Gl.	144	—	—
0,04	Gl.	266	—	—

Unterhalb 0,5 Amp. ist der Kathodenfall am Stabe sogar höher als die Gesamtspannung  $U$  der Entladung an der Kugel, bei 0,4 Amp. z. B. um 38,7 Volt.

Diese drei Gesetzmässigkeiten sind gerade in der Arbeit II aus der Theorie gefolgert worden.

4. Die Zündung der Bogenentladung setzt an der Kugel schon bei viel kleinerer Stromstärke (0,03 Amp.) ein als am Stabe (0,13 Amp.).

5. Der Kathodenfall im Gebiete der Glimmentladung hat ein Minimum und steigt mit fallender Stromstärke stark an. Das erstmals von R. SEELIGER<sup>1)</sup> bei Wasserstoff gefundene und in Arbeit I auch in Stickstoff bei allen Drucken beobachtete Minimum der Charakteristik rührt vom Verhalten des Kathodenfalles her (s. Fig. 3), ebenso der starke Spannungsanstieg bei kleinen Stromstärken, der gemäss Arbeit I erfolgt, wenn auch das Glimmlicht nur einen kleinen Teil der Kathode bedeckt.

<sup>1)</sup> R. SEELIGER, Phys. Zeitschr. **27**, 28, 1926.



§ 5. Die Beziehung zwischen dem Kathodenfall  $U_K$  und der Bogenlänge  $l$  wird an der Kugelkathode bei einem Drucke von 172 mm speziell untersucht.

Tabelle 3.

$I$ Amp.	$l$ mm	$U_K$ Volt	$U$ Volt
1,0	2	32,5	91,0
	4	32,1	116
	6	32,1	135
	8	32,1	154
	10	33,8	169
	13,2	32,1	—
	13,3	32,1	—
0,15	1	118	159,5
	2	118	185
	4	117	231,0
	6	117	279,0
	8	117	329,5
	10	118	380,0
	13	118	456,0
	15,4	120	519,0
0,05	2,0	232	304
	4	236	366
	6,1	231	426
	10	233	575
	13,8	235	701
0,02	0,9	295	358
	2	296	399
	4	296	500
	6	296	585
	8,5	294	719

Die Tabelle 3 enthält die Resultate, wobei die Messung bei  $I = 0,02$  Amp. zur Glimm- und die andern zur Bogenentladung gehören. In Fig. 6 sind die Werte für 0,02 und 0,15 Amp. aufgetragen. Zusammengefasst erhält man das Ergebnis:

1. Der Kathodenfall ist im ganzen Bereiche der kontinuierlichen Entladung unabhängig von der Bogenlänge, also auch im Bogengebiete, wo die Ayrton'sche Gleichung versagt (s. Arbeit I, S. 317) und im Glimmentladungsgebiete, wo der Kathodenfall bei abnehmender Stromstärke ansteigt.

2. Die lineare Abhängigkeit der Gesamtspannung von der Bogenlänge  $l$  wird auch an der Kugelkathode bestätigt.

Bei  $I = 1$  Amp. tritt bei einer ältern Stickstoffatmosphäre und da während des Messens die unruhige Bogenform mit kleinem, sehr heissem Kathodenfleck auf. Es ist gelungen, den

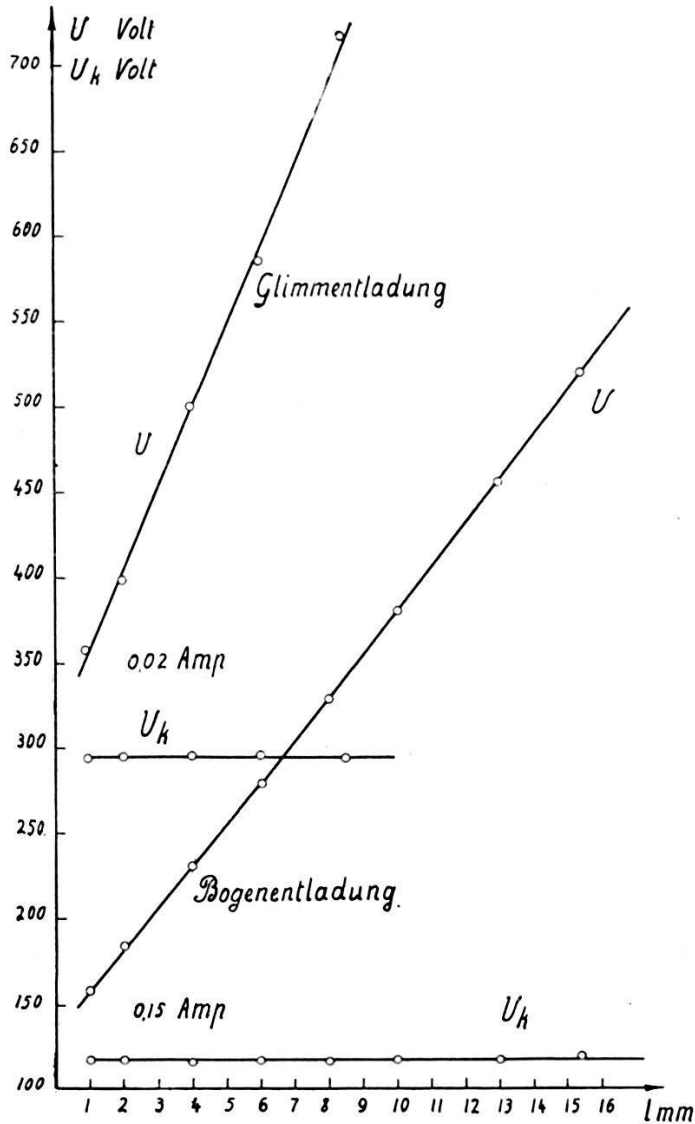


Fig. 6.

Kathodenfall dieser Form zu messen. Aus 7 Messungen bei den Bogenlängen 8—19,8 mm ergibt sich  $27 \pm 2$  Volt, während die stabile Form  $32,1 \pm 0,8$  Volt, d. h. 5 Volt mehr aufweist. Das dürfte der Grund sein, dass bei geringer Verunreinigung (Undichtigkeit des Kolbens) die unruhige Bogenform mit kleinem Kathodenfleck immer häufiger wird, bis schliesslich die stabile Form nicht mehr erhalten werden kann.

## § 6. Die Temperaturmessungen

werden mit einem Pyrometer nach HOLBORN und KURLBAUM der Firma Siemens und Halske ausgeführt, dessen Lampe in der Physikal.-techn. Reichsanstalt geprüft worden ist. Das Pyrometer kann mittels 2 Mikrometerschrauben parallel und senkrecht zur Kathodenachse verschoben werden. Zwei Korrekturen müssen an den Ablesungen durchgeführt werden:

1. Der Strahlungsverlust am Glaskolben, welcher durch Absorption und Reflexion hervorgebracht wird. Dieser Verlust lässt sich experimentell ermitteln, indem zwischen Kolben und Pyrometer ein Glasstück gebracht wird, das von der entsprechenden Stelle eines gleichen Kolbens stammt. Die verwendeten Korrekturen ersieht man aus der Tabelle 5 unter  $\Delta S$ . Der nach der Formel:

$$Z = \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}$$

errechnete Absorptionskoeffizient steigt von  $4,9 \cdot 10^{-6}$  bei  $T = 1000^\circ K$  bis  $6,9 \cdot 10^{-6}$  bei  $2500^\circ K$ .  $T_1$  bedeutet dabei die absolute, schwarze Temperatur mit Glas und  $T_2$  ohne Glas zwischen Kolben und Pyrometer. Der so gewonnene Wert von  $Z$  enthält nicht nur die durch Absorption, sondern auch die durch Reflexion verlorene Energie.

2. Die Umrechnung der schwarzen in die wahre Temperatur  $T$  wird mittels den von C. ZWIKKER<sup>1)</sup> angegebenen Emissionskoeffizienten für blankes Wolfram durchgeführt. Es wird dabei noch berücksichtigt, dass die effektive Wellenlänge des Pyrometers  $6561 \text{ \AA } E^2)$  beträgt, während C. ZWIKKER  $6650 \text{ \AA } E$  hatte.

Die Messungen geschehen an möglichst blanken Kathoden. Wird eine solche längere Zeit gebraucht, so werden die Temperaturablesungen kleiner, was auf eine Oberflächenveränderung zurückzuführen ist. Dies wird besonders stark an einer Kugelkathode beobachtet, sobald einmal die Bogenform mit kleinem, wandern dem Kathodenfleck auftritt, es bilden sich dann auf der ganzen Kugel feine Tröpfchen geschmolzenen Wolframs, was Temperaturverkleinerungen bis zu  $100^\circ$  ergibt. Es werden nur die Ablesungen berücksichtigt, bis bei der gleichen Stromstärke Abweichungen von  $10^\circ$  auftreten.

<sup>1)</sup> C. ZWIKKER, Propriétés physiques du Tungstène aux hautes Températures. Dissertation, Amsterdam 1925.

<sup>2)</sup> Jenaerglas F, Nr. 4512 siehe: F. HENNING, Temperaturmessung, Handbuch der Physik von H. GEIGER und K. SCHEEL, IX, 560, 1927.

§ 7. Die Resultate

an der Stabkathode sind in Fig. 7 angegeben, und zwar als Abszisse der Abstand vom Stabende in Millimeter und als Ordinate die wahre absolute Temperatur  $T$ .

Die Kreise entsprechen den einzelnen Messpunkten, die aus zwei bis drei aufeinander folgenden Ablesungen ermittelt werden. Die drei Kurven sind bei einer Stromstärke von 1,0 Amp. und

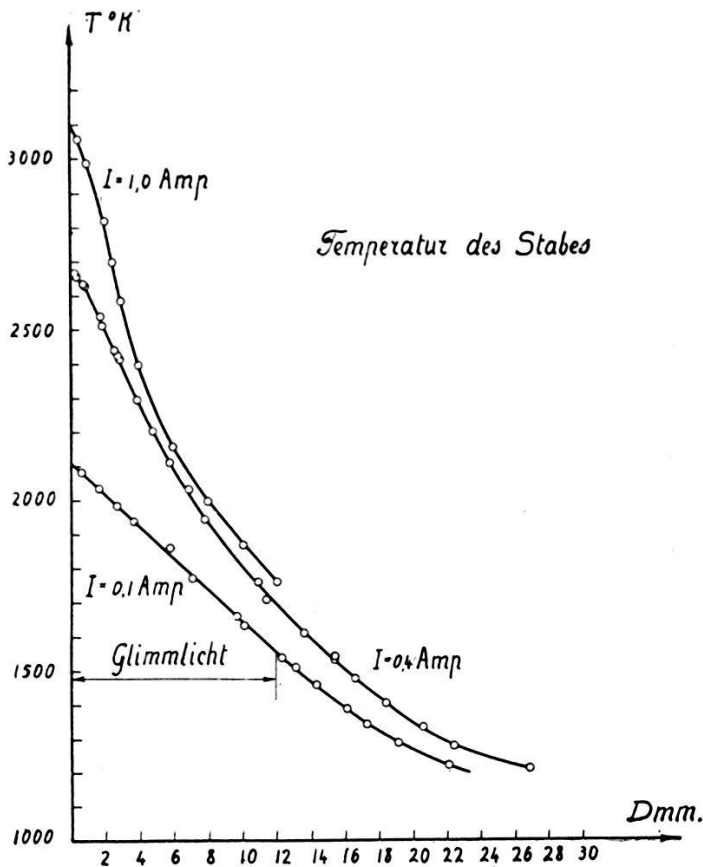


Fig. 7.

einem Drucke von 206 mm, bzw. 0,40 Amp. und 198 mm, und 0,1 Amp. und 199 mm aufgenommen. Die beiden ersten gehören dem Gebiete der Bogenentladung, und die letzte dem Gebiete der Glimmentladung an, wobei das Ende des Glimmlichtes bei 12 mm Abstand liegt. Fig. 8 enthält noch für die Glimmentladung die 2 mm vom Stabende gemessenen Temperaturen als Funktion der Stromstärke.

Bedeutend rascher und deshalb genauer lässt sich die Temperatur der Kugelkathode ermitteln, da diese nach Photographien von E. STÜCKELBERG über die Kugel konstant ist. Als Kontrolltemperatur, die während der ganzen Versuchszeit unverändert

bleiben muss, wird dabei die Temperatur bei 1 Amp. gewählt, Die *Resultate* sind für kleine Stromstärken in Fig. 8, für grosse in Fig. 9 zusammengestellt.

Um die Diskrepanz der Messungen von W. DE GROOT und E. STÜCKELBERG zu klären, wird der Druck wie bei letzterem 172 mm gewählt. In Fig. 9 finden sich die Werte dieser Autoren eingetragen mit den Zeichen  $\circ$  und  $\downarrow$ . Man erkennt, dass die neue Messkurve etwas höher liegt als diejenige von W. DE GROOT,

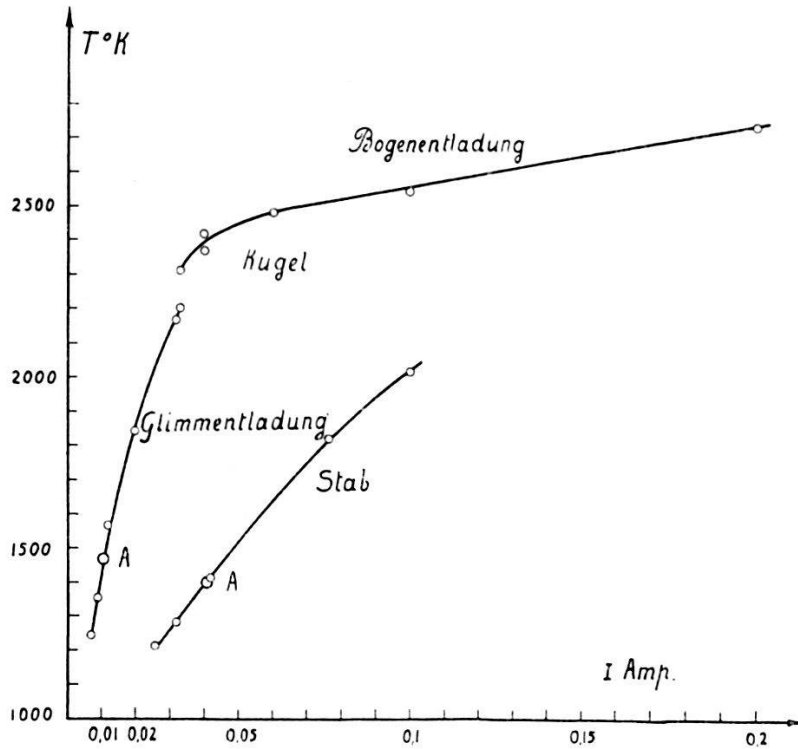


Fig. 8.

aber bedeutend tiefer (mehr als  $100^{\circ}$ ) wie die Punkte von E. STÜCKELBERG<sup>1)</sup>. Der Wert  $\circ$  wird mit einer Kathode, die längere Zeit für Sondenmessungen verwendet worden ist, erhalten.

Beobachtete Zahlenwerte finden sich in der Tabelle 5 und 7. Man erkennt, dass noch im Gebiete der Glimmentladung die Kathodentemperatur stark ansteigt bis über  $2000^{\circ}$  K. Die Zündtemperatur des Bogens ist am Stabe zwischen  $2110^{\circ}$  und  $2670^{\circ}$  K, an der Kugelkathode zwischen  $2203^{\circ}$  und  $2311^{\circ}$  K. Die EMK. der Hochspannungsmaschine war dabei 3000 Volt.

<sup>1)</sup> Die zu hohen Werte können ihren Grund darin haben, dass E. STÜCKELBERG den Absorptionskoeffizient des Glaskolbens als konstant annimmt, während er bei kleinerer Temperatur abnimmt.

### § 8. Die Grösse des Kathodenfleckes

bei der Glimmentladung wird mit dem Fernrohr des Pyrometers, das als Kathetometer dient, ermittelt, indem die Länge des Glimmlichtes auf  $\frac{1}{10}$  mm genau abgelesen werden kann.

Die Resultate am Stabe beim Drucke 207 mm sind in der Fig. 3 aufgetragen und zwar die Glimmlichtlänge  $D$  in Millimeter als Funktion der Stromstärke  $I$ . Um daraus die Ausdehnung des

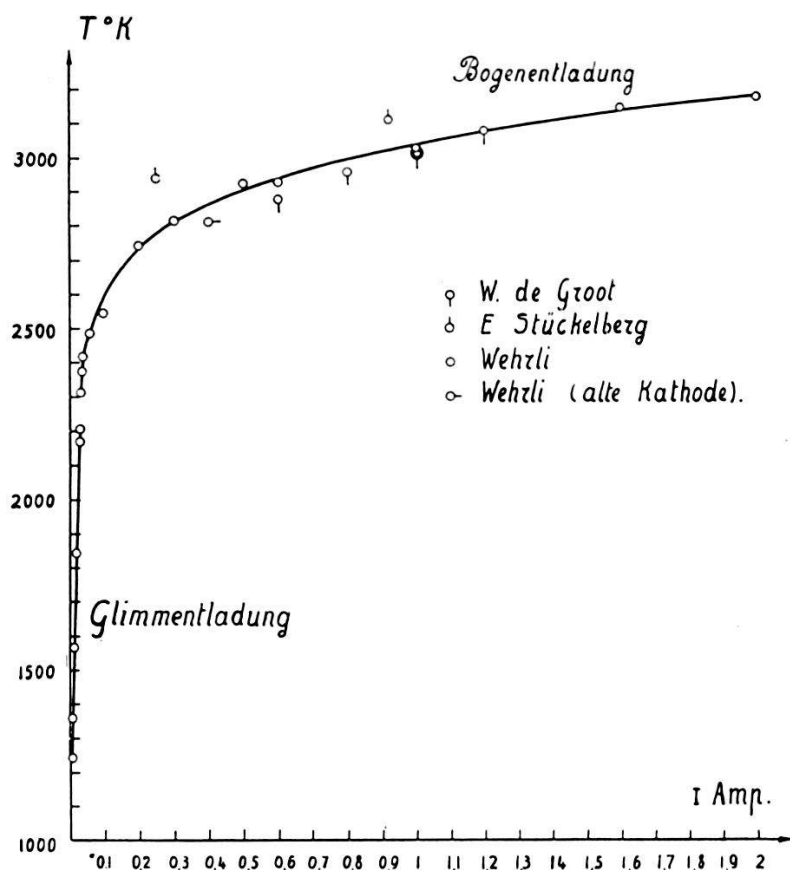


Fig. 9.

Glimmlichtes in Quadratcentimeter zu erhalten, müssen die  $D$ -Werte mit 0,0534 multipliziert werden. Alle Kreise bedeuten beobachtete Werte.

Die Ausdehnung des Glimmlichtes an der Kugelkathode  $F$  beim Drucke 171 mm findet sich in den Figuren 5 und 10 bei zwei verschiedenen Gasfüllungen und verschiedenen Kathoden angeführt. Besonders saubere Verhältnisse herrschten bei den Beobachtungen der Fig. 10.

Man ersieht aus den Figuren 3, 5 und 10 folgendes Ergebnis:

1. Die Stromdichte  $I/F$  ist im Gebiete der Glimmentladung nicht konstant, sondern hat ein Minimum (in den Punkten  $A$ ,



wo die Tangente durch den Koordinatennullpunkt die Kurve berührt).

2. Diese Punkte minimaler Stromdichte liegen bei der gleichen Stromstärke, wie die Minima der Kathodenfälle, am Stabe bei  $0,041 \pm 0,001$ , an der Kugel bei  $0,011 \pm 0,001$  Amp.

**§ 9. Spezielle Beobachtungen bei der Glimmentladung.**

Das negative Glimmlicht ändert nahe am Punkte kleinster Stromdichte sein Aussehen. Bei grösseren Stromstärken ist es

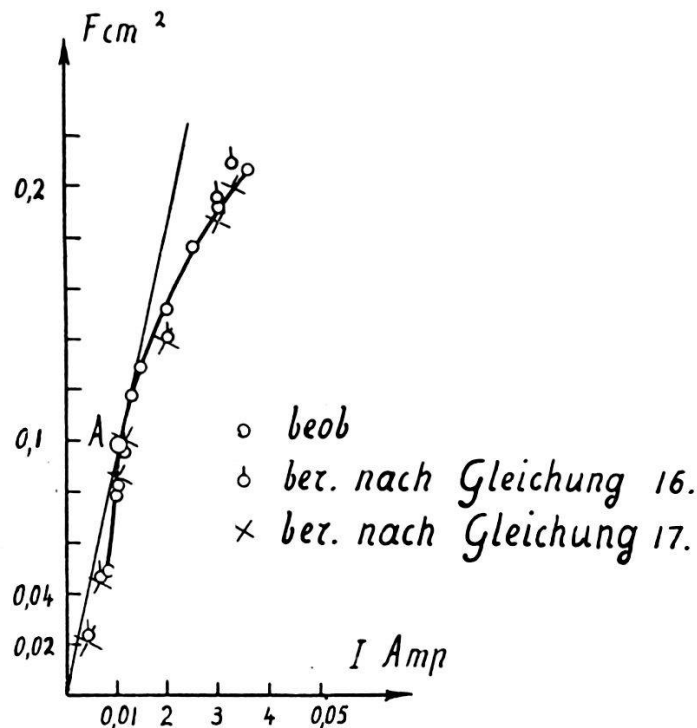


Fig. 10.

eine zusammenhängende, gleichmässig violette Schicht wie beim normalen Kathodenfall. Bei kleinern Stromstärken wird das negative Glimmlicht fleckig, der Rand wellenartig, oft löst er sich in einzelne rundliche, blauviolette Flecken auf, während der dazwischen liegende Grund an der Kathode rötlich ist.

Das Minimum der Stromdichte, bzw. des Kathodenfalles hängt mit der Kathodentemperatur zusammen. Verkleinert man nämlich beim Stabe, von 0,1 Amp. ausgehend, rasch die Stromstärke durch Abschalten von EMK. z. B. auf den Endzustand 0,02 Amp., so findet der Übergang in diesen Zustand langsam statt, und zwar durchläuft die Spannung eine Kurve analog der Charakteristik, steigt erst an, erreicht nach 2 Sekunden ein Maxi-

mum, fällt wieder ab bis zu einem Minimum (nach 9 Sekunden) und steigt dann erst auf den hohen Endwert der Spannung.

In Tabelle 4 ist bei einer Bogenlänge von 4 mm der Strom  $I$  und die Gesamtspannung  $U$  als Funktion der Zeit  $t$  angegeben.

Tabelle 4.

$t$ Sek.	$I$ Amp.	$U$ Volt	
0	0,100	466	Anfang
2	0,0316	485	Maximum
9	0,0320	478	Minimum
20	0,0304	485	
44	0,0260	530	
75	0,0200	565	Endeinstellung

Diesem langsamen Sicheinstellen geht die Abkühlung der Kathode vollkommen parallel, d. h. die Stromdichte dürfte eine Funktion der Kathodentemperatur sein. Dieses Ergebnis wird gestützt durch die Tatsache, dass die minimalen Stromdichten, für die Kugel und den Stab, nahe bei der gleichen Kathodentemperatur liegen.

In die Kurven der Fig. 8 sind die Punkte  $A$  minimaler Stromdichte eingetragen, man findet an der Kugel  $1470^{\circ} K$ , am Stabe  $1400^{\circ} K$ . Da diese letzte Temperatur 2 mm vom Stabende gemessen ist, dürfte die Maximaltemperatur, die z. B. bei 0,1 Amp.  $90^{\circ} K$  höher liegt (s. Fig. 7), sehr nahe an den Wert  $1470^{\circ}$  herankommen.

### § 10. Anwendung auf die Theorie.

Der Energiesatz ergibt nach Arbeit II (§ 8, Gleichung 25) für das ganze Kathodenfallgebiet  $d$  die Beziehung:

$$U_k = \frac{W_2 + W_3}{I} - \frac{V_J}{1 + a_d} + \varphi \quad (2)$$

Diese Gleichung kann jetzt mit den oben ausgeführten Kathodenfallmessungen direkt geprüft werden. Für die Ionisationsspannung des Stickstoffes  $V_J$  wird wieder 16 Volt, für die Austrittsarbeit  $\varphi$  am Wolfram 4,57 Volt und für das Verhältnis der Geschwindigkeiten der negativen zu den positiven Ladungen  $a_d$  in der Grenzschicht  $-d$  100 gesetzt. Der Wärmeverlust  $W_2$  am Stabe wird den Messungen von E. STÜCKELBERG entnommen.

Sein Stab hat allerdings nur 1,4 mm Durchmesser, statt 1,6 mm, aber dafür vorn eine 2,9 mm dicke Kugel. Die aus Gleichung (2) errechnete Grösse  $U_k - \frac{W_3}{I}$  (vergl. Tabelle 2 der Arbeit II) ist in Fig. 2 in die  $U_K$ -Kurve eingetragen als  $\times$ . Man sieht, dass die theoretischen Werte nahe an die beobachtete Kurve fallen. Für die Kugelkathode sind die ausführlichen Zahlenwerte in Tabelle 5 zusammengestellt.

Tabelle 5.

I Amp.	S <sub>1</sub> ° K	Δ S°	S <sub>2</sub> ° K	T° K	Strahlung		Wärme- leitung		W <sub>2</sub> Watt	U <sub>k</sub> - $\frac{W_3}{I}$ Volt	U <sub>k</sub> beob. Volt	W <sub>3</sub> Watt
					$\frac{\eta \cdot \text{Watt}}{\text{cm}^2}$	$\eta \cdot F$ Watt	$\frac{dT}{dx}$	$q \cdot k \cdot dT$ dx				
0,033	2099	24	2123	2311	48,4	4,81	1300	1,53	6,34	196	292	3,2
0,04	2170	27	2197	2400	57,4	5,71	1400	1,65	7,36	188	266	3,1
0,06	2234	29	2263	2480	66,8	6,64	1500	1,72	8,36	143	207	3,8
0,08	2264	32	2296	2520	72,0	7,20	1600	1,89	9,09	118	172	4,3
0,1	2295	34	2329	2560	77,5	7,71	1600	1,89	9,60	100	144	4,4
0,2	2435	40	2475	2740	108,0	10,7	1900	2,24	12,2	65,4	86	4,2
0,4	2524	46	2570	2860	130,6	13,0	2000	2,36	15,4	42,9	55	4,8
0,6	2575	48	2623	2930	145,4	14,5	2100	2,48	17,0	32,8	43	6,0
0,8	2609	53	2662	2980	157,1	15,6	2200	2,60	18,2	27,2	37	8,0
1,0	2643	57	2700	3030	169,5	16,8	2300	2,72	19,5	23,9	33,2	9,3
1,5	2707	61	2768	3120	192	19,1	2400	2,83	21,9	19,0	27,1	12
2,0	2750	65	2815	3179	212	21,1	2500	2,96	24,1	16,4	23,6	14

Es bedeuten darin: S<sub>1</sub> die abgelesene schwarze Temperatur, Δ S die Korrektur wegen des Glaskolbens, S<sub>2</sub> die korrigierte schwarze und T die wahre Temperatur bei der Stromstärke I, η die Strahlungsdichte nach C. ZWIKKER<sup>1)</sup> und η · F die Gesamtstrahlung der Kugel, wobei für die Kugeloberfläche ohne Stielansatz der Wert 0,099 cm<sup>2</sup> genommen wird. Der Temperaturgradient am Stielende  $\frac{dT}{dx}$  ist der Arbeit von E. STÜCKELBERG<sup>1)</sup> entnommen. Man erhält daraus die Wärmeableitung durch Multiplikation mit dem Stielquerschnitt q (9,08 · 10<sup>-4</sup> cm<sup>2</sup>) und der Wärmeleitfähigkeit k des Wolframs (1,3). Der Wärmeverlust W<sub>2</sub> ist die Summe der Ableitung und Abstrahlung. Er findet sich in der Fig. 4 als gestrichelte Kurve angegeben. Die Differenz  $U_K - \frac{W_3}{I}$  ist nach Gleichung (2) berechnet und als strichpunktierete Kurve ebenfalls in Fig. 4 eingezeichnet. Man erkennt daran

<sup>1)</sup> l. c.

sehr deutlich den entsprechenden Verlauf wie beim gemessenen Kathodenfall  $U_K$ . Da die Beobachtungen nach § 3 Maximalwerte darstellen, muss der wahre Kathodenfall zwischen beiden Kurven liegen. Wie gefordert, sind die  $U_K - \frac{W_3}{I}$  Werte kleiner als die beobachteten  $U_K$ . Aus der Differenz ergibt sich der Wärmeverlust  $W_3$  durch das Gas infolge Strahlung, Konvektion und Leitung (letzte Kolonne), der als Maximalwert angesehen werden muss.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Folgerungen der Gleichung (2), welche in Arbeit II zusammengestellt worden sind, durch die neuen Beobachtungen voll und ganz bestätigt werden.

**§ 11. Die Mittelwerte der positiven und negativen Ströme  $\bar{I}^+$  und  $\bar{I}^-$  im Kathodenfallgebiete.**

Um diese zu berechnen, sollen die Gleichungen (1), (3), (4) und (5) der Arbeit II benützt werden. Unter der Annahme, dass  $g_1 = 1$ , d. h. der Wärmeverlust  $W_3$  im wesentlichen ganz nahe an der Kathode stattfindet, ergibt sich durch Elimination von  $W_2 + W_3$  für  $\bar{I}^+$  die Beziehung:<sup>1)</sup>

$$\bar{I}^+ = \frac{I U_K + I_d^+ V_J \mp W_1}{U_K + V_J} \quad (3)$$

$I_d^+$  bedeutet dabei den positiven Strom an der Grenzschicht  $-\bar{d}$  des Kathodenfalles (vergl. Fig. 1 der Arbeit II) und  $W_1$  die Wärme, welche gegen die Kathode oder von ihr wegfließt. Für die Verteilung der durch das Gas abgehenden Energie  $W_3$  bestehen noch zwei weitere Möglichkeiten, nämlich:  $g_1 = \frac{1}{2}$ ,  $g_2 = \frac{1}{2}$ , d. h. der Wärmeverlust  $W_3$  verteilt sich gleichmässig auf das Kathodenfallgebiet oder  $g_1 = 0$ ,  $g_2 = 1$ , d. h. der Wärmeverlust findet im Gasraum gegen die Entladung statt (im Teil 2 der Fig. 1 der Arbeit II). Die Formel für  $\bar{I}^+$  lautet allgemein, für alle drei Fälle:

$$\bar{I}^+ = \frac{U_K I - g_2 W_3 + I_d^+ V_J \mp W_1}{U_K + V_J} \quad (3a)$$

Wegen der genauen Bestimmung von  $W_3$  führen die zwei letzten Fälle sofort auf Komplikationen. Es soll deshalb vorläufig unter der ersten Annahme, d. h. mit der einfachen Beziehung (3) weiter gerechnet werden. Vernachlässigt man übrigens die Energie  $g_2 W_3$  neben der Gesamtenergie im Kathodenfallgebiet  $U_K I$ , so wird Gleichung (3a) ebenfalls auf (3) reduziert.

<sup>1)</sup> Die Grössen  $U_o$ ,  $I_d^- U_d^-$  und  $I_d^+ U_d^+$  können gemäss Arbeit II vernachlässigt werden.

Das Energieglied  $W_1$  ist von K. COMPTON<sup>1)</sup> in die Theorie des Lichtbogens eingeführt worden. Er setzt dafür (in unserer Bezeichnung):

$$W_1 = f (\bar{I}^- - \bar{I}^+) U_K \quad (4)$$

Dieser zu einfache Ansatz ist neuerdings von K. COMPTON<sup>2)</sup> ersetzt worden durch:

$$W_1 = f (\bar{I}^- U_K - \bar{I}^+ V_J) . \quad (4a)$$

Die Schwierigkeit besteht in der Festlegung der Zahl  $f$ . K. COMPTON benützt dafür die Werte 0, 0,25 und 0,5. Die Formeln (4) und (4a) liefern ganz verschiedene Resultate. Setzt man z. B. nach K. COMPTON für den Kohlebogen  $U_K = 9,0$  Volt,  $V_J = 16$  Volt,  $f = 0,25$ ,  $\bar{I}^- = 6,3$  Amp. und  $\bar{I}^+ = 3,7$  Amp., so gibt Formel (4) für  $W_1$  den Wert 5,85 Watt, während Formel (4a) - 0,63 Watt ergibt. Das eine Mal erhält man eine beträchtliche Energiezufuhr, das andere Mal eine kleine Energieabfuhr. Es soll deshalb vorläufig auf die Auswertung von  $W_1$  verzichtet werden.

Um die Grösse von  $W_1$  besser zu übersehen, dient der Ansatz:

$$W_1 = h (W_2 + W_3) , \quad (5)$$

wobei  $h$  den Bruchteil der abgehenden Energie  $W_2 + W_3$  angibt, der von  $W_1$  herrührt. Man erhält aus (3) und (5) für

$$\bar{I}^+ = \left[ \left( \frac{U_K}{U_K + V_J} \right) \mp h \left( \frac{U_K - \varphi}{U_K + V_J} \right) \right] I . \quad (6)$$

Das Glied  $I \frac{+}{d} V_J$ , welches nach Arbeit II nur die Grösse 0,16 Volt erreicht, wird dabei vernachlässigt.

Mit der Forderung, dass  $\bar{I}^+$  zwischen 0 und  $I$  liegen muss, kann man die Grösse  $h$  in zwei Grenzen einschliessen, d. h. es gilt die Ungleichung (7):

$$\frac{U_K}{U_K - \varphi} > h > \frac{-V_J}{U_K - \varphi} . \quad (7)$$

In der Tabelle 6 mögen für die Bogen- und die Glimmentladung an  $W$  in  $N_2$  einige Zahlenwerte angeführt werden.

<sup>1)</sup> K. COMPTON, Phys. Rev. **21**, 266, 1923.

<sup>2)</sup> K. COMPTON und C. VAN VOORHIS, Proc. Nat. Acad. Amer. **13**, 336, 1927.  
K. COMPTON, Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. **46**, 1192, 1927.

Tabelle 6.

$\bar{I}^-$	$I$	0	$\frac{1}{2}I$
$\bar{I}^+$	0	$I$	$\frac{1}{2}I$
$I$ Amp.	Obere Grenze von $h$ , Wärmezufuhr gegen die Kathode	Untere Grenze von $h$ , Wärmeabfuhr von der Kathode	$h$
0,03 Gl.	1,01	- 0,052	0,48
0,04 Bg.	1,02	- 0,061	0,48
2 Bg.	1,24	- 0,84	0,20

Man erkennt daran, dass die Wärmezufuhr viel grösser sein kann als die Abfuhr. Ändert  $h$  in den angegebenen Grenzen, so variiert das Verhältnis  $\bar{I}^+/\bar{I}^-$  von 0 bis  $\infty$ , d. h. es hängt dieses Verhältnis sehr stark ab von dem Wärmeglied  $W_1$ .

### § 12. Die Glühemission an der Kathode.

Es soll jetzt dazu übergegangen werden, die Gleichung (20) der Arbeit II mit dem Experimente zu vergleichen. Diese und die übrigen Beziehungen der Arbeit II enthalten die Grösse des Kathodenfleckes  $F$ . Bei den hier vorliegenden Messungen an der Bogenentladung ist kein abgegrenzter Kathodenfleck vorhanden. Dagegen weist die Temperaturverteilung am Stabe (Fig. 7) einen Wendepunkt auf und man wird das Kathodenfleckende in diesen Punkt verlegen, da nach der Theorie der Wärmeleitung vom Wendepunkt an dem Stabe Energie zufließen muss. Während am Stabe die Lage dieses Wendepunktes nur ungenau bestimmt werden kann, fällt derselbe bei der Kugelkathode nahe an den Stielansatz, und es lässt sich so durch Änderung der Kugeldurchmesser die Grösse des Kathodenfleckes innerhalb gewisser Grenzen vorschreiben, wie E. STÜCKELBERG<sup>1)</sup> gezeigt hat. Es soll deshalb bei der Bogenentladung die Grösse des Kathodenfleckes  $F$  der Kugeloberfläche ( $0,1 \text{ cm}^2$ ) gleichgesetzt werden, wobei der Stielansatz bereits abgezogen wurde. Da die Temperatur über die Oberfläche konstant ist, lässt sich die maximale Glühemission (Sättigungsstrom) der Kathode aus den beobachteten Temperaturen bestimmen. Die Tabelle 7 zeigt die Ergebnisse als Funktion der Stromstärke  $I$ .

<sup>1)</sup> l. c.



Tabelle 7.

$I_{\text{Amp.}}$	$j_{\text{Amp./cm}_2}$	$Fj_{\text{Amp.}}$	$Fj/I$	$T^\circ K$	Entladung
0,007	—	—	—	1240	Glimmentladung
0,01	—	—	—	1440	
0,02	$1,31 \cdot 10^{-4}$	$1,31 \cdot 10^{-5}$	$6,6 \cdot 10^{-4}$	1860	
0,03	$5,6 \cdot 10^{-4}$	$5,6 \cdot 10^{-4}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	2130	
0,033	$1,52 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	0,046	2203	
0,033	$4,8 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{-3}$	0,15	in Tab. 5	Bogen
0,04	0,123	0,012	0,30		
0,06	0,256	0,026	0,43		
0,08	0,354	0,035	0,43		
0,1	0,490	0,049	0,49		
0,2	2,33	0,23	1,15		
0,4	5,73	0,57	1,42		
0,6	8,55	0,85	1,41		
0,8	13,0	1,30	1,63		
1	18,0	1,8	1,80		
1,5	31,8	3,2	2,12		
2	44,1	4,4	2,20		

Die Glühstromdichten  $j$  sind den experimentellen Daten von C. ZWIKKER<sup>1)</sup> entnommen. Das Verhältnis des maximalen Glühemissionsstromes zum Gesamtstrom  $j \cdot F/I$  ist in Fig. 11 als Funktion des Stromes  $I$  aufgetragen.

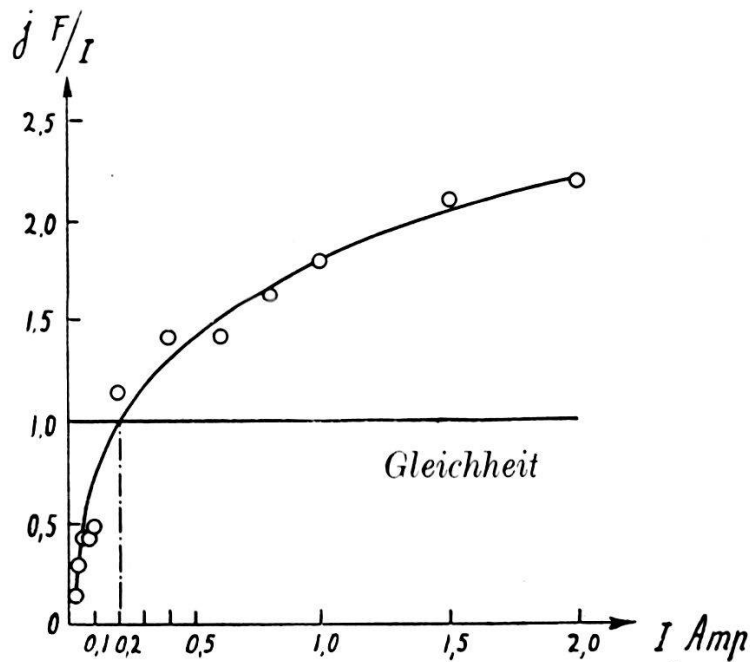


Fig. 11.

<sup>1)</sup> l. c.

E. STÜCKELBERG<sup>1)</sup> schliesst aus seinen Messungen, dass dieses Verhältnis konstant sei; wie man erkennt, ist das unterhalb 2 Amp. nicht der Fall, sondern  $j \cdot F/I$  steigt noch im Gebiete der Bogenentladung stark an und kann bei hohen Strömen einen konstanten Wert erreichen. Oberhalb 0,2 Amp. wird es grösser als 1, d. h. der maximale Glühemissionsstrom überschreitet in Übereinstimmung mit E. STÜCKELBERG den Gesamtstrom recht beträchtlich, bei 2 Amp. wird er mehr als das Doppelte von  $I$ .

Daraus muss der Schluss gezogen werden, dass beim Lichtbogen keine Sättigung vorhanden ist, sondern dass die Elektronen am Abfliessen gehindert werden, d. h. nahe an der Kathode eine kleine Beweglichkeit besitzen. Möglicherweise liegt sogar hart an der Kathode eine negative Raumladung, wie H. NAGAOKA und Y. SUGIURA<sup>2)</sup> aus dem Starkeffekt folgern.

### § 13. Die Raumladungsgleichung.

Aus den Beziehungen (15) und (18) der Arbeit II erhält man mittels Reihenentwicklung die beiden Raumladungsgleichungen:

$$U_K = \frac{3}{5} \left[ \left( \frac{6 \pi \bar{i}_1^+}{C_1} \right)^{2/3} d^{5/3} \left( 1 + \frac{5}{3} x_1 + \frac{5}{9} x_1^2 - \dots \right) - x_1 E_a \cdot d \right] \quad (8)$$

und

$$U_K = \frac{2}{3} \left[ \left( \frac{8 \pi \bar{i}_1^+}{C_2} \right)^{1/2} d^{3/2} \left( 1 + \frac{2}{3} x_2 + \frac{3}{8} x_2^2 - \dots \right) - x_2 E_a \cdot d \right] \quad (9)$$

wobei:

$$x_1 = \frac{C_1 E_a^{3/2}}{6 \pi \bar{i}_1^+ d} \text{ und } x_2 = \frac{C_2 E_a^2}{8 \pi \bar{i}_1^+ \cdot d} \quad (10)$$

gesetzt ist;  $\bar{i}_d^+$  bedeutet dabei den Mittelwert der positiven Stromdichte, welche im Kathodenfallgebiete  $d$  die positive Raumladung bedingt und  $E_a$  das elektrische Feld an der Grenzschicht  $-d$  gegen die Entladung (vergl. Fig. 1 der Arbeit II). Die Konstanten  $C_1$  und  $C_2$  ergeben sich aus den speziellen Voraussetzungen über die Geschwindigkeit  $v^+$  der positiven Ionen, nämlich:

$$v^+ = C_1 \sqrt{E} \text{ und } v^+ = C_2 \cdot E \quad (11)$$

<sup>1)</sup> l. c.

<sup>2)</sup> H. NAGAOKA und Y. SUGIURA, Japanese J. of Physics III, 45, 1924.

Den Zusammenhang zwischen  $\bar{i}_1^+$  und den Strömen  $I^+$  und  $\bar{I}^-$  vermitteln die Beziehungen:

$$\bar{I}^+ + \bar{I}^- = I \quad \text{und} \quad (12)$$

$$\bar{I}^+ = \bar{i}_1^+ \cdot F + \bar{I}^-/a, \quad (13)$$

welche aus den Gleichungen (8), (9) und (10) der Arbeit II<sup>1)</sup> erhalten werden.  $a$  bezeichnet das Verhältnis der negativen und positiven Ladungsgeschwindigkeiten, d. h.:

$$a = \frac{v^-}{v^+} \quad (14)$$

und zwar wieder ein Mittelwert im Gebiete  $d$ . Die Gleichungen (8) bis (14) sollen mit den Beobachtungen verglichen werden. In erster Näherung ergibt sich für  $x_1$  und  $x_2$ :

$$x_1 = \left( \frac{3}{5} \frac{E_a \cdot d}{U_K} \right)^{3/2} \quad \text{und} \quad x_2 = \left( \frac{2}{3} \frac{E_a \cdot d}{U_K} \right)^2. \quad (15)$$

Setzt man für  $d$  0,01 cm, für  $E_a$  nach Tabelle 1 der Arbeit II 823 Volt/cm und für  $U_K$  am Stabe bei 0,025 Amp. 300 Volt (s. Fig. 3), so werden  $x_1$  und  $x_2$  kleiner als  $3 \cdot 10^{-3}$ , so dass diese Größen in Anbetracht der geringen Versuchsgenauigkeit (etwa 5%) vernachlässigt werden sollen. Gleichung (8) reduziert sich somit auf die Beziehung von E. BRÄUER:

$$U_K = 4,24 \frac{1}{C_1^{2/3}} d^{5/3} \bar{i}_1^{+2/3} = A \bar{i}_1^{+2/3} \quad (16)$$

und Gleichung (9) auf:

$$U_K = 3,34 \frac{1}{C_2^{1/2}} d^{3/2} \bar{i}_1^{+1/2} = B \bar{i}_1^{+1/2}. \quad (17)$$

Für den Übergang vom hohen Kathodenfall  $U_K$  der Glimmentladung in den niedern des Bogens ergeben sich daraus drei Möglichkeiten:

a) Die Beweglichkeit  $C_1$ , bzw.  $C_2$  der positiven Ionen nehmen zu. Nach A. KOVARIK<sup>2)</sup> erreicht dieselbe bei 700° K ein Maximum,

<sup>1)</sup> In Gleichung (9) der Arbeit II muss ein Druckfehler berichtigt werden. Es soll dort heissen  $\bar{I}^-/a$  statt  $\bar{I}/a$ .

<sup>2)</sup> A. KOVARIK, Phys. Rev. **30**, 415, 1910.

wenn sie auf konstante Dichte umgerechnet wird. Da an der Kathode beim Übergange die Temperatur stark steigt, wächst auch die Gasdichte, was also gerade den entgegengesetzten Effekt, d. h. eine Abnahme von  $C_1$ , bzw.  $C_2$  ergeben würde. Dass eine solche durch die Temperatursteigerung bewirkte Änderung von  $C_1$  und  $C_2$  die  $U_K$ -Abnahme nicht verursacht, wird noch verstärkt durch die Tatsache, dass im Gebiete der Glimmentladung, wo die grösste Temperatursteigerung liegt, keine Abnahme des Kathodenfalles stattfindet.

b) Das Kathodenfallgebiet  $d$  nimmt ab. Über diesen Einfluss sind noch keine Versuche veröffentlicht worden. R. SEELIGER<sup>1)</sup> macht eine Bemerkung, welche sich auf Beobachtungen von A. WEHNELT bezieht. Danach nimmt die Dunkelraumdichte einer Glimmentladung kontinuierlich ab, wenn der Kathodenfall durch künstliche Auslösung von Elektronen erniedrigt wird. Ob es sich dabei um eine normale oder abnormale Glimmentladung handelt, wird leider nicht gesagt.

c) Die positive Stromdichte  $\bar{i}_1^+$  nimmt ab. Eine solche Änderung ist sicherlich vorhanden, sobald die Kathode in merklicher Menge Glühelktronen abgibt. Dann wird ein Teil des positiven Stromes neutralisiert, und das  $\bar{i}_1^+$  verkleinert sich gemäss Gleichung (13).

#### § 14. Die Neutralisationstheorie.

Es soll untersucht werden, inwiefern die Neutralisation nach c) für den Zusammenbruch des Kathodenfalles ausreicht. Da die  $d$ -Änderung noch unbekannt ist, sollen die Grössen  $A$  und  $B$  der Gleichungen (16) bzw. (17) beim Übergange von der Glimm- in die Bogenentladung als konstant angesehen werden, nur das  $\bar{i}_1^+$  soll sich ändern. K. COMPTON bestimmt den Wert  $A$  für den Lichtbogen rechnerisch (nach Gleichung [14] der Arbeit II), und schliesst daraus auf das  $\bar{i}_1^+$ . Da dieser Weg etwas unsicher scheint, soll hier umgekehrt das  $\bar{i}_1^+$  errechnet und dann das  $A$  empirisch bestimmt werden, und zwar im Gebiete der Glimmentladung.

Dazu muss über die Wärmezufuhr  $W_1$  oder den Koeffizienten  $h$  in Gleichung (6) verfügt werden. Es scheint, dass bis jetzt bei der Glimmentladung<sup>2)</sup> keine solche Wärmezufuhr oder abfuhr von

<sup>1)</sup> R. SEELIGER, Zeitschr. f. Phys. **39**, 601, 1926.

<sup>2)</sup> Es möge hier auf die folgenden Zusammenfassungen verwiesen werden: R. BÄR, Die Glimmentladung, Handbuch der Phys. XIV, 171, 1927, Verlag I. Springer, Berlin; R. SEELIGER, Gasentladungen, Verlag J. Barth, Leipzig 1927.

merklichem Betrage erwähnt worden ist; sondern es wird allgemein angenommen, dass die an der Kathode verbrauchte Energie im wesentlichen vom Stosse der positiven Ionen herrührt, sei es direkt oder indirekt durch Erwärmen der Gasschicht hart an der Kathode. Die positiven Ionen erhalten dabei ihre Energie im Kathodenfall. Eine Wärmezufuhr  $W_1$  würde letzten Endes von der Energie der negativen Ladungen, welche den Kathodenfall durchlaufen, stammen (d. h. aus dem Raume 2 in Fig. 1 der Arbeit II)<sup>1)</sup>. Wie gesagt, eine solche Vorstellung scheint bis jetzt noch undiskutiert, obwohl sie nicht ausgeschlossen ist. Es soll somit das  $h$  gleich Null gesetzt werden. Dann liefern die Gleichungen (6) und (12) aus den Kathodenfallbeobachtungen die Ströme  $\bar{I}^+$  und  $\bar{I}^-$ . Die Zahlenwerte für die Kugelkathode finden sich in Tabelle 8.

Tabelle 8.

$I_{\text{Amp.}}$	$U_K$	$\bar{I}^+$	$\bar{I}^-$	$F_{\text{brob.}}$	$\bar{i}_1^+ \text{ Amp. cm}^2$	$F_{\text{ber.}}$	$\bar{i}_1^+ \text{ Amp. cm}^2$	$F_{\text{ber.}}$
0,004	346	$3,82 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	—	0,169	0,023	0,186	0,021
0,007	308	6,65	3,5	0,037	0,142	0,047	0,148	0,045
0,01	264	9,41	5,9	0,078	0,113	0,084	0,109	0,086
0,0113	260*	10,6	7	0,104	0,110*	0,096	0,106*	0,100
0,02	296	18,9	11	0,155	0,134	0,141	0,136	0,139
0,03	314	28,6	14	0,191	0,146	0,196	0,154	0,186
0,033	320	31,7	13	0,199	0,151	0,210	0,159	0,199

Die Ionisierungsspannung  $V_J$  wird stets 16 Volt gesetzt. Vergleicht man Kolonne 3 mit 4, so bemerkt man, dass der positive Strom stark überwiegt, ein bei der Glimmentladung bekanntes Resultat. Daraus folgt, dass in der Gleichung (13) das zweite Glied, welches den kleinen negativen Strom  $\bar{I}^-$  neutralisiert, vernachlässigt werden darf, wenn  $a$  grösser als 2 ist, was bei der Glimmentladung zutrifft. Damit wird das  $\bar{i}_1^+$  in erster Näherung (bis auf etwa 5%) gleich der gesamten Stromdichte, und man versteht jetzt nach den Gleichungen (16) oder (17) das experimentelle Ergebnis des § 8, wonach die Punkte minimaler Stromdichte zusammenfallen mit den minimalen Kathodenfällen. Innerhalb derselben Genauigkeit geht Gleichung (17) über in die Beziehung von F. ASTON<sup>2)</sup>, die sich bei der Glimmentladung, solange

<sup>1)</sup> Diese Folgerung kann direkt der Gleichung 2) in Arbeit II entnommen werden.

<sup>2)</sup> F. ASTON, Proc. Roy. Soc. A. **79**, 85, 1907; vergleiche auch R. BÄR, l. c. S. 238.

man nur ein bestimmtes Kathodenmaterial betrachtet, bewährt hat. Dass man aus Gleichung (16) oder (17) keinen Schluss ziehen kann auf die Feldverteilung im Innern des Kathodenfallgebietes  $d$  wird in Arbeit II schon betont<sup>1)</sup>. Um zu erfahren, wie weit  $A$  und  $B$  konstant angenommen werden darf, ist in Tabelle 8 mit  $A = 1130$  Volt/Amp.<sup>2/3</sup> nach Gleichung (16), und mit  $B = 800$  Volt/Amp.<sup>1/2</sup> nach Gleichung (17) die Stromdichte  $\bar{i}_1^+$  und daraus mittels Gleichung (13) das  $F$  berechnet worden. Vergleicht man diese Werte, welche auch in Fig. 10 eingetragen sind, mit den beobachteten (nach Fig. 10), so findet man ordentliche Übereinstimmung. Die Gleichung (17) ergibt etwas bessere Resultate; aber eine definitive Entscheidung zwischen den beiden Beziehungen ist absolut ausgeschlossen; dazu reicht die Versuchsgenauigkeit nicht aus. Da die Gleichung (17) etwas einfacher ist, soll nur noch mit dieser gerechnet werden, Gleichung (16) dürfte nur unwesentlich verschiedene Ergebnisse liefern. Es mag speziell erwähnt werden, dass sich diese und die folgenden Überlegungen mit der Raumladungsgleichung nach C. CHILD<sup>2)</sup>, welche von einigen Autoren z. B. I. RYDE<sup>3)</sup> und A. GÜNTHERSCHULZE<sup>4)</sup> bevorzugt wird, ganz gleich gestalten. So lange  $A$  konstant ist, ergibt jene Beziehung sogar quantitativ dasselbe wie Gleichung (16), da das  $\bar{i}_1^+$  ebenfalls in der Potenz <sup>2/3</sup> auftritt. Tabelle 9 enthält die der Tabelle 8 entsprechenden Angaben für die Stabkathode.

Tabelle 9.

$I_{\text{Amp.}}$	$U_K$	$\bar{I}^+$	$\bar{I}^-$	$\bar{i}_1^+$	$d_{\text{ber. mm}}$	$d_{\text{beob.}}$
0,01	328	0,00954	$4,6 \cdot 10^{-4}$	0,190	0,94	0,7
0,02	316	0,0190	$1,0 \cdot 10^{-3}$	0,176	2,04	1,7
0,03	280	0,0284	$16 \cdot 10^{-3}$	0,138	3,86	3,0
0,035	299	0,0330	$20 \cdot 10^{-3}$	0,125	4,9	4,0
0,041	*253	0,0386	$24 \cdot 10^{-3}$	*0,112	6,5	6,1
0,05	274	0,0472	$28 \cdot 10^{-3}$	0,132	6,7	6,2
0,06	282	0,0567	$33 \cdot 10^{-3}$	0,140	7,6	7,4
0,08	298	0,0758	$42 \cdot 10^{-3}$	0,156	9,1	10,2
0,1	300	0,0948	$52 \cdot 10^{-3}$	0,158	11,2	12,0
0,12	303	0,114	$60 \cdot 10^{-3}$	0,177	13,9	13,9

1)  $\bar{i}_1^+$  ist eben ein Mittelwert, siehe § 3 in Arbeit II.

2) C. CHILD, Phys. Rev. **32**, 492, 1911.

3) I. RYDE, Phil. Mag. **45**, 1149, 1923.

4) A. GÜNTHERSCHULZE, Z. S. f. Phys. **33**, 810, 1925.



Bei \* sind die Minimalwerte von Kathodenfall und Stromdichte. Die zwei letzten Kolonnen enthalten die beobachteten und die berechneten Glimmlichtlängen, welche letztere als Kreuze in die Fig. 3 eingetragen sind. In Anbetracht der schwer reproduzierbaren Messungen im Glimmentladungsgebiet ist die Übereinstimmung befriedigend. Man kann sich fragen, ob die Grösse  $B$  nach Gleichung (17) richtige Werte liefert für die Ausdehnung des Kathodenfalles  $d$  und die Beweglichkeit  $C_2$ . Rechnet man bei einem Drucke  $p_0 = 172$  mm, der Zimmertemperatur  $20^\circ$  C und der Gastemperatur  $1650^\circ$  K, so erhält man aus der experimentell ermittelten Beweglichkeit  $1,27$  cm/Sek.<sup>4)</sup> für  $C_2$  den Wert  $1$  cm/Sek. und mit  $B = 800$  für  $d$  die Grösse  $4 \cdot 10^{-3}$  cm, was die richtige Grössenordnung ist.  $C_2$  muss ebenfalls als Mittelwert über das Gebiet  $d$  betrachtet werden. Da ein Teil der positiven Ionen an der Kathode reflektiert wird, kann der Wert von  $C_2$  auch unter den Wert  $1$  fallen.

Dass bei der Glimmentladung die Änderung des Kathodenfalles im wesentlichen auf der Variation der Stromdichte  $\bar{i}_1^+$  beruht, ist damit bewiesen, und es soll deshalb dieser Einfluss ins Bogengebiet ausgedehnt werden.

§ 15. Dazu muss wiederum die Wärmeenergie  $W_1$  oder der Koeffizient  $h$  bekannt sein. Ob eine Wärmezufuhr oder abfuhr gegen die Kathode erfolgt, ist offenbar identisch mit der Frage, ob im Gas vor der Kathode höhere oder tiefere Temperaturen vorhanden sind als an der Kathodenoberfläche selbst. Das in § 4 erwähnte Abschmelzen der  $0,2$  mm dicken Sonde im Bogen bei  $1,3$  Amp. führt zu einer mindestens  $578^\circ$  K höhern Gastemperatur; denn die Schmelztemperatur des Wolframs beträgt  $3668^\circ$  K gegen die die Kathodentemperatur  $3090^\circ$  K. Alle bisherigen Beobachtungen weisen auf höhere, teilweise sogar bedeutend höhere Gastemperaturen hin. W. MATHIESEN<sup>1)</sup> folgert aus Strahlungsmessungen auf eine Gastemperatur von  $4142^\circ$  K und R. BIRGE<sup>2)</sup> aus Spektralbeobachtungen an Banden auf  $4700^\circ$  K, während die Kathodentemperatur nach E. STÜCKELBERG<sup>3)</sup> bei der gleichen Stromstärke ( $14,7$  Amp.) nur  $3650^\circ$  K beträgt. Die Temperaturionisation ver-

<sup>4)</sup> W. ROTH und K. SCHEEL, Konstanten der Atomphysik S. 95, Springer, Berlin, 1923.

<sup>1)</sup> Siehe A. HAGENBACH, Der elektrische Lichtbogen, Handbuch der Radiologie, S. 217, 2. Auflage 1924, Akad. Verlagsges. Leipzig.

<sup>2)</sup> Bull. Nat. Res. Council., **11**, Part. 3, 221, 1926.

<sup>3)</sup> l. c.

langt nach J. SLEPIAN<sup>4)</sup> noch höhere Temperaturen (etwa 5000° K) und I. LANGMUIR<sup>3)</sup> findet im Quecksilberbogen Elektronentemperaturen bis 10,000° K. Dass tatsächlich ein dichter Elektronenstrom so hohe Temperaturen erzeugen kann, lange bevor er direkt ionisiert, zeigt das *Äquipartitionsgesetz*. Dieses ergibt für die Maximaltemperatur  $T_{\max}$ , im Grenzfall verschwindender Wärmeabfuhr,

$$e \cdot V = \frac{3}{2} k T_{\max} \quad (18)$$

wobei  $e$  die Elementarladung,  $V$  die Voltgeschwindigkeit der Elektronen und  $k$  die Boltzmann'sche Konstante bedeutet. Mittels den Zahlenwerten ergibt sich:

$$T = 7730 \cdot V^0 K \quad (19)$$

d. h. also für  $V = 10$  Volt eine Temperatur von 77'300° K.

Es existiert also im Bogen eine Wärmezufuhr  $W_1$  gegen die Kathode, d. h. das  $h$  ist positiv, und es kann beträchtliche Werte annehmen.

Tabelle 10.

$I$ Amp.	$U_K$ Volt	$\bar{i}_1^+ \cdot F$	$h = 0$				$h = 0,5$					$F \cdot j$ Amp.
			$\bar{I}^+$	$\bar{I}^-$	$\bar{I}/a$	$a$	$\bar{I}^+$	$\bar{I}^-$	$\bar{I}/a$	$a$	$W_1$	
0,033	292	0,0132	0,0313	0,0017	0,0181	0,094	0,016	0,017	0,0027	6,3	4,7	0,005
0,04	266	110	0,0377	0,0023	0,0267	0,086	0,019	0,021	0,0081	2,6	5,2	0,012
0,06	207	067	0,0556	0,0044	0,049	0,090	0,029	0,031	0,0219	1,4	6,1	0,026
0,10	144	032	0,0900	0,010	0,087	0,12	0,046	0,054	0,0430	1,3	7,0	0,049
0,40	55	005	0,310	0,090	0,310	0,29	0,169	0,231	0,168	1,4	10,0	0,57
1,00	33,2	002	0,675	0,325	0,675	0,48	0,384	0,616	0,384	1,6	14,4	1,8
2,00	23,6	001	1,193	0,807	1,193	0,68	0,715	1,285	0,715	1,8	19,1	4,4

Lediglich zur bessern Übersicht sind in Tabelle 10 einige Zahlenwerte für das Übergangsgebiet zusammengestellt, wobei für

4) J. SLEPIAN, Journ. Frankl. Inst. **201**, 79, 1926.

$h$  die Werte 0 und  $+0,5$  gesetzt werden. Kolonne 2 enthält den beobachteten Kathodenfall  $U_K$ , der von 292 Volt bis 23,6 Volt abfällt.  $\bar{i}_1^+$  ergibt sich aus Gleichung (17) mit  $B = 800$ , das  $F$  wird  $0,1 \text{ cm}^2$  gesetzt, und das  $\bar{I}^+$  bzw.  $\bar{I}^-$  rechnet man nach Gleichung (6), analog wie in Tabelle 8. Gleichung (13) führt schliesslich zu den Grössen  $\bar{I}/a$ , sowie  $a$ , und Gleichung (5) zu  $W_1$  (in Watt). Zum Vergleiche sind in der letzten Kolonne die Werte der maximalen Elektronenströme  $F \cdot j$  der Tabelle 7 hinzugefügt. Man erkennt aus Tabelle 10 folgendes: Die Ströme  $\bar{I}^+$  und  $\bar{I}^-$  nehmen mit wachsender Stromstärke  $I$  zu, während der positive Strom  $\bar{i}_1^+ \cdot F$  abnimmt. Für  $h = 0$  oder  $h = +0,5$  ergeben sich nachstehende Unterschiede:

Im ersten Falle ist der negative Strom  $\bar{I}^-$  stets kleiner als der positive  $\bar{I}^+$ , während im zweiten Falle das  $\bar{I}^-$  überwiegt. Bis jetzt wird beim Lichtbogen stets das letztere angenommen, d. h. ein Vorherrschen des negativen Stromes. Damit dieses eintritt, muss nach Tabelle 6 (letzte Kolonne) das  $h$  den Wert 0,2 überschreiten; auch die Werte der Glühemission  $F \cdot j$  genügen von 0,04 Amp. an für die hohen Werte von  $\bar{I}^-$ . Besonders interessant ist aber das Verhalten des Geschwindigkeitsverhältnisses  $a$ . Im ersten Falle wächst dasselbe von 0,094 bis 0,68 und ist damit stets kleiner als 1. Dieses Verhalten ist absolut unverständlich, denn einerseits wird die Geschwindigkeit der negativen Ladungen stets grösser gefunden als die der positiven, was für  $a$  grössere Werte als 1 fordert, andererseits muss ein stetiger Übergang gegen die Glimmentladung vorhanden sein. Dort ist aber das  $a > 2$  und ein Sprung auf 0,094 ist somit unmöglich.

Für  $h = +0,5$  fallen diese Schwierigkeiten vollkommen weg. Dort sinkt das  $a$  bei den kleinen Stromstärken von 6,3 rasch auf 1,3 und steigt dann ganz langsam auf 1,8<sup>1)</sup>. Es überschreitet stets den Wert 1. Das Fallen von  $a$  führt auf eine Abnahme der Elektronengeschwindigkeit  $v^-$ . Eine solche steht aber in guter Übereinstimmung mit dem § 12, wo für die Bogenentladung eine kleine Beweglichkeit der Elektronen gefordert wird. Damit dürfte zugunsten von  $h = +0,5$ , d. h. einer Wärmezufuhr  $W_1$  gegen die Kathode (s. zweitletzte Kolonne) entschieden sein. Tabelle 10 soll nur zur prinzipiellen Orientierung gelten; tatsächlich wird das  $h$  von kleinen Werten bei der Glimmentladung stetig wachsen bis zu den Werten der Bogenentladung. Eine wesentliche Aufgabe besteht noch darin, die in § 13 erwähnte Abnahme des Kathoden-

<sup>1)</sup> K. COMPTON, setzt in seiner Theorie das  $a$  stets als konstant voraus, bei Luft etwa 1000, was im Gegensatze zu der hier entwickelten Auffassung steht.

fallgebietes  $d$  näher zu studieren und in Gleichung (16) oder (17) zu berücksichtigen, was bis jetzt mangels an Beobachtungen nicht geschehen kann.

§ 16. Zusammenfassend ergeben sich drei wesentliche, notwendige Ursachen für den Zusammenbruch des Kathodenfalles beim Übergange von der Glimm- zur Bogenentladung:

1) Eine Erwärmung der Gasschicht vor der Kathode auf eine so hohe Temperatur, dass ein beträchtlicher Wärmefluss gegen die Kathode entsteht (das  $h$  wächst).

2) Eine prozentuale Vergrößerung des Elektronenstromes im Kathodenfallgebiet, wodurch die positive Raumladung herabgesetzt wird (das  $\bar{I}^-/\bar{I}^+$  wächst).

3) Eine Abnahme der mittleren Elektronenbeweglichkeit, wodurch die Neutralisierung beträchtlich erhöht wird (das  $a$  nimmt ab).

Die ersten zwei Ursachen sind gemäss den angeführten Beziehungen so gekoppelt, dass sie sich gegenseitig verstärken, indem eine Erhöhung des Elektronenstroms eine Erwärmung des Gases und umgekehrt, eine erhöhte Erwärmung des Gases eine erhöhte Energiezufuhr  $W_1$  gegen die Kathode und damit einen grösseren Elektronenstrom bewirkt. Die Zunahme des Elektronenstromes unter 2) rührt teilweise von der Glühionisation her. Inwiefern diese allein massgebend ist, kann dem Gleichungssystem nicht entnommen werden. Nach Tabelle 10 genügt sie von 0,06 Amp. an für den ganzen Elektronenstrom; aber die Möglichkeit ist durchaus vorhanden, dass ein anderer Ionisationsprozess (s. § 5 der Arbeit II) z. B. die Temperaturionisation neben die Glühionisation tritt oder diese sogar übertrifft, wie J. SLEPIAN<sup>1)</sup> annimmt. In diesem Falle müssen die Elektronen allerdings noch durch einen zweiten Elementarprozess aus der Kathode herausgerissen werden, z. B. durch das starke Feld der ankommenden Ionen, welche durch Temperaturionisation erzeugt worden sind. Die Arbeit  $e\varphi$  wird dabei der Neutralisationsenergie  $e \cdot V_J$  entnommen. Damit dieser Prozess vor sich gehen kann, muss  $V_J > \varphi$  sein.

Die Glühionisation und damit die hohe Kathodentemperatur ergibt sich aus den oben verwendeten Beziehungen mehr als sekundäre Ursache, während im Gegensatze dazu die hohe Gas-temperatur vor der Kathode eine primär notwendige Ursache zur Erzeugung des Bogens bildet.

<sup>1)</sup> l. c.

Zum Schlusse ist es mir eine angenehme Pflicht, meinen besten Dank auszusprechen, sowohl Herrn Prof. Dr. A. HAGENBACH für die gütige Überlassung der Institutsmittel und das Interesse an meiner Arbeit, als auch dem *Aluminiumfonds Neuhausen*, aus dessen Mitteln ein Teil der Apparate angeschafft werden konnte.

Basel, Physikalische Anstalt der Universität.

---