

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta

**Band:** 10 (1937)

**Heft:** I

**Artikel:** Beitrag zur Dynamik der Glimmentladungen. Zweiter Teil

**Autor:** Druey, Walter

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-110728>

### **Nutzungsbedingungen**

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

### **Conditions d'utilisation**

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

### **Terms of use**

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

**Download PDF:** 08.01.2026

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

# Beitrag zur Dynamik der Glimmentladungen

von Walter Druey, E.T.H., Zürich.

(27. X. 1936.)

## ZWEITER TEIL.

### IV. Diskussion der Resultate.

#### A. Vorbemerkungen.

##### 1. Voraussetzungen für die ionentheoretischen Erörterungen.

Die ionentheoretischen Überlegungen, durch die im folgenden die mitgeteilten Versuchsresultate erklärt werden sollen, stützen sich auf die Townsendsche Theorie der Elektrizitätsleitung in Gasen, unter Berücksichtigung der Raumladung.

Für  $\alpha$  wurde in einer nicht auf besondere Genauigkeit abstellenden Rechnung der bekannte Ausdruck

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{-\frac{B p}{E}}$$

gesetzt, obwohl er den Ionisierungskoeffizienten in Edelgasen numerisch nicht gut wiedergibt. Die Ionisierung durch positive Ionen wurde als null angenommen.

Der Oberflächenionisierungskoeffizient  $\gamma$  wurde im allgemeinen als während der Entladungsveränderungen konstant bleibend vorausgesetzt. Eine Ausnahme bilden die Vorgänge im Helium und vielleicht auch im Wasserstoff. Über die Veränderlichkeit von  $\gamma$  an sorgfältig entgasten Elektroden unter dem Einfluss des Ionenbombardements in Gl-Entladungen scheint nichts Bestimmtes bekannt zu sein. Bei diesem Effekt handelt es sich vielleicht um eine Polarisation der Kathode, wie sie von J. TAYLOR<sup>26)</sup><sup>27)</sup><sup>28)</sup>, BRAUNBEK<sup>1)</sup> u. a. beschrieben worden ist. Eine physikalische Erklärung steht aber noch aus, wie man über den Vorgang der Elektronenauslösung an Metalloberflächen durch Ionen und metastabile Atome ja überhaupt noch nicht im klaren ist.

Der numerische Wert von  $\gamma$  wurde aus dem Minimum der Durchschlagskurve und den Konstanten  $A$  und  $B$  des Ausdruckes für  $\alpha$  berechnet (s. auch KLEMPERER<sup>13</sup>)). Die Berechnung unter Benutzung von  $\alpha$  aus<sup>3</sup>), Fig. 45 ergibt denselben Wert  $\gamma = 0,007$ .



Die zur Erklärung von Überströmen bei Versuchen von STEENBECK<sup>22)</sup>, durch GÜNTHERSCHULZE<sup>9)</sup> in Anrechnung gebrachte Gaserwärmung, spielt bei den vorliegenden Messungen wegen der viel zu kleinen Leistungen wohl keine Rolle.

Häufig wird vom Begriff des Ionisierungsanstieges  $\mu$  Gebrauch gemacht. Dieser erhält nur im Fall der stationären Gl-Entladung, oder einer Entladung, in welcher die Veränderungen innerhalb der Dauer eines Ionisierungsspieles (s. Fussnote S. 23) klein sind, eine anschauliche Deutung. Bei dynamischen Vorgängen ist  $\mu$  lediglich eine zweckmässige Rechnungsgrösse.

## 2. Die Townsend-Entladung.

Durch eine ganze Reihe von Messungen wird auch der Übergang von einer T-Entladung in die Gl-Entladung untersucht. Als T-Entladung oder Koronaentladung wird wie üblich eine im wesentlichen raumladungsfreie, selbständige Entladung zwischen den Elektroden bezeichnet. Der Strom  $I_0$  betrug bei allen Messungen etwa  $2 \mu\text{A}$ . Er wurde nicht genau bestimmt, weil Versuchsmessungen ergeben hatten, dass Schwankungen dieses Anfangstromes innert weiter Grenzen ( $\pm 20\%$ ) auf den späteren Verlauf keinen merklichen Einfluss haben. Das ist aus im theoretischen Teil zu erläuternden Gründen ohne weiteres zu verstehen.

Die Leuchterscheinungen bei der T-Entladung zwischen ebenen Elektroden sind schon öfter beschrieben worden. Bei kleiner Stromdichte liegt vor der Anode wie ein Hauch eine schwach leuchtende Schicht. Man erkennt daran dass die Entladung sich zwischen den Elektroden so weit ausdehnt, als diese einigermassen eben sind. Erst da, wo infolge der Krümmung der Elektroden die Länge der Feldstärkelinien Anode-Kathode grösser wird, hört das Leuchten auf. Bei grösserer Stromdichte bemerkt man deutlich, wie die Entladung in der Mitte zwischen den Elektroden am stärksten zunimmt; die vor der Anode liegende leuchtende Schicht beult sich dort aus. Stabilisiert man den ganzen Übergang zwischen Korona- und Gl-Entladung, so kann man die fortschreitende Entwicklung verfolgen. Die Ausbeulung wird immer dichter und rückt weiter gegen die Kathode vor. Sie bildet dort schliesslich das Glimmlicht, während bei zunehmendem Strom die Leuchtstärke im gegen die Anode liegenden Zwischenraum abnimmt und dort der Faradaysche Dunkelraum entsteht.

Die T-Entladung lässt sich bei konstantem Druck und gegebenem Vorschaltwiderstand nur bis zu einem begrenzten Elektrodenabstand stabilisieren. Es konnten deshalb auch keine

Messungen über die Entstehung der Gl-Entladung aus der T-Entladung bei grossen Elektrodenabständen vorgenommen werden. In Argon betrug der grösstmögliche Abstand für  $R = 1,08 \text{ M}\Omega$  und  $p = 6,55 \text{ mm Hg}$  etwa 0,6 cm. In Helium war bei demselben Vorwiderstand und  $p = 11,3 \text{ mm Hg}$  der grösste zulässige Abstand etwa 0,8 cm.

### 3. Trägerbeweglichkeiten.

Es ist im Hinblick auf später nützlich, sich über die Beweglichkeit der Ionen und Elektronen Rechenschaft zu geben. Die meisten Messungen in Argon und Helium wurden bei den oben angegebenen Drucken durchgeführt, mit denen deshalb in den folgenden Zahlenangaben gerechnet wurde.

Für kleine Feldstärken ist die Geschwindigkeit der Ionen der Feldstärke proportional. Der Proportionalitätsfaktor ist die Beweglichkeit. Bei höheren Feldstärken, bei denen entsprechend grössere Trägertemperaturen erreicht werden, ist es genauer, die Geschwindigkeit der Wurzel aus der Feldstärke proportional zu setzen. Nach <sup>3)</sup> (S. 184) erhält man für die Trägergeschwindigkeit den Ausdruck:

$$v = \frac{\sqrt[4]{2}}{\sqrt[8]{\pi}} \sqrt{\frac{e}{m_i}} \sqrt[4]{\varkappa} \sqrt{\lambda_i} \sqrt{E}.$$

Hierin bedeuten:  $e$  die Ladung und  $m_i$  die Masse des Ions,  $\lambda_i$  dessen freie Weglänge und  $\varkappa$  den pro Stoss an den Stosspartner abgegebenen Bruchteil der Bewegungsenergie, bezogen auf die Energie vor dem Stoss. Die Formel liefert auch für die Elektronen brauchbare Werte.

Für die Ionen wird  $\varkappa = 0,5$  gesetzt, als Mittelwert bei Zusammenstössen von Kugeln gleicher Masse. Für die Elektronen ist der Wert unsicher. In <sup>3)</sup> (S. 187) wird für kleine Feldstärken in Argon  $\varkappa = 2,78 \cdot 10^{-5}$  angegeben. In die obige Formel wurde in Anbetracht der grösseren Feldstärken der Wert  $10^{-4}$  eingesetzt. Da  $\varkappa$  nur unter der vierten Wurzel vorkommt, ist der mögliche Fehler nicht sehr gross.

*Argon.* Man erhält so in Argon von 6,55 mm Hg Druck bei  $18^\circ \text{ C}$  ( $p_0 = 6,75 \text{ mm}$  bei  $0^\circ \text{ C}$ ) für die Geschwindigkeit  $v_e$  der Elektronen und  $v_i$  der positiven Ionen folgende Formeln:

$$v_e = 27,5 \cdot 10^4 \sqrt{E} \text{ cm/sec}$$

$$v_i = 42,5 \cdot 10^2 \sqrt{E} \text{ cm/sec},$$

in denen  $E$  in V/cm einzusetzen ist.

Bei der minimalen Durchschlagsspannung  $U_{\min} = 265$  V,  $(pd)_{\min} = 1,0$  mm · cm (nach eigenen Messungen) erhält man als Geschwindigkeit:

$$v_e = 1,2 \cdot 10^7 \text{ cm/sec}$$

$$v_i = 1,8 \cdot 10^5 \text{ cm/sec.}$$

*Helium.* In Helium von  $p = 11,3$  mm Hg bei  $18^{\circ}$  C ( $p_0 = 11,63$  mm bei  $0^{\circ}$  C) erhält man entsprechend, wenn man für den Stossfaktor  $\alpha$  bei den Elektronen den Wert  $10^{-3}$  einsetzt:

$$v_e = 62,5 \cdot 10^4 \sqrt{E} \text{ cm/sec}$$

$$v_i = 17,5 \cdot 10^3 \sqrt{E} \text{ cm/sec.}$$

Rechnen wir mit einem Minimum von  $U_{\min} = 210$  V und  $(pd)_{\min} = 4$  mm · cm, so erhalten wir:

$$v_e = 1,5 \cdot 10^7 \text{ cm/sec}$$

$$v_i = 4,3 \cdot 10^5 \text{ cm/sec.}$$

## B. Der Effekt B. (Nachträgliches Sinken des Stromes.)

### 1. Ursache des Effektes.

Wir wollen in der theoretischen Betrachtung der Versuchsergebnisse die Erklärung dieses Effektes vorwegnehmen. Nach den in den Fig. 12 bis 17 zusammengestellten Messungen und nach Beobachtungen an der stationär brennenden Gl-Entladung, kann als sichergestellt gelten, dass die Ursache dieses spontanen Abfallens des Stromes in der Ausbildung des Anodenfalles zu suchen ist\*).

Es ist bekannt, dass der Anodenfall erst bei genügender Entfernung der Anode von der Kathode auftritt. Tatsächlich stellte sich der Effekt nur ein, wenn der Elektrodenabstand so gross war, dass nach Beendigung des Aufbauvorgangs ein anodisches Glimmlicht und damit ein Anodenfall vorhanden war. Da der Anodenfall eine bestimmte Grösse hat, lässt sich sofort verstehen, dass der Strom bei dessen Entstehen um einen vom Vorschaltwiderstand abhängigen, festen Betrag sinken muss. Der Stromabfall betrug nach Fig. 14 ungefähr 0,1 mA. Der Vorwiderstand hatte 62000  $\Omega$ , woraus sich ein Anodenfall von 6,2 V ergibt. Durch Annähern der Elektroden wurde etwa derselbe Wert gefunden. Aus Fig. 13 erhält man dagegen einen Anodenfall von ca. 15 V. Es ist nicht klar, warum er hier grösser ist als in den vorigen Messungen. Dem Vorwiderstand, der in diesem Fall

\*) PENNING<sup>14)</sup> beobachtete eine diskontinuierliche Entladung, die durch periodische Veränderungen der anodischen Gebilde hervorgerufen wurde.

$212000 \Omega$  betrug, dürfte das kaum zuzuschreiben sein. Eher ist es wahrscheinlich, dass der Anodenfall, der bekanntermassen stark von Verunreinigungen abhängig ist, in diesen späteren Messungen tatsächlich grösser war.

## 2. Die Glimmentladung bei kleinem Strom.

Bevor wir uns der qualitativen Deutung des Effektes  $B$  zuwenden, müssen wir uns über die Vorgänge im Gebiet zwischen Glimmlicht und Anode insbesondere bei kleinen Strömen eine Vorstellung machen können. Wegen der Theorie des Anodenfalles selbst verweise ich jedoch auf die Literatur\*).

Die kathodischen Entladungsteile bilden in der normalen Gl-Entladung bei genügender Ausdehnung des Glimmlichtes ein selbständiges Ganzes. Die Vorgänge, die sich im anschliessenden Raum bis zur Anode abspielen, sind lediglich durch die Notwendigkeit bedingt, dass die Elektronen, die das Glimmlicht verlassen, die Anode erreichen müssen; bzw. dass in diesem Gebiet die Stromkontinuität erhalten bleibt. Aus Versuchen von GÜNTHER-SCHULZE und Mitarbeitern<sup>10)</sup><sup>11)</sup> ergibt sich, dass in weiten Gefässen in Edelgasen für den Transport der Elektronen vom Glimmlichtende zur Anode unter Umständen gar kein elektrisches Feld notwendig ist, sondern dass die Diffusion allein genügt, um den Strom aufrecht zu erhalten<sup>31)</sup>. Das anodische Glimmlicht ist dabei vorhanden, dessen theoretische Begründung stösst aber auf Schwierigkeiten.

Bei den vorliegenden Messungen war der Elektrodenabstand meist bedeutend kleiner als in den erwähnten Arbeiten. Ein Grund zu andersartigem Verhalten besteht jedoch nicht. Es wurde denn auch beobachtet, dass bei grosser Ausdehnung des negativen Glimmlichtes der Potentialgradient im vollständig lichtlosen Gebiet zwischen negativem und anodischem Glimmlicht sehr klein war. Wurde jedoch die Stromstärke der Entladung verringert, so zeigte sich, dass das Glimmlicht, statt mit immer blasser werdendem bläulichen Licht in den Faradayschen Dunkelraum überzugehen, ein dunkelrot leuchtendes Ende erhielt, das schliesslich bis zur Anode reichte. Während beim weiteren Verkleinern des Stromes das Leuchten in diesem säulenförmigen Gebiet zunahm und kurzwelliger wurde, wurde das negative Glimmlicht immer diffuser und blasser. Unter Beachtung der nötigen Massnahmen konnte der auf S. 4 beschriebene Übergang zur T-Entladung beobachtet werden.

---

\* ) Über die Ansätze zu einer Theorie des Anodenfalles s. in <sup>4)</sup><sup>12)</sup><sup>21)</sup>.

### 3. Die „Säule“ und deren Gradient.

Die oben erwähnte, bei grösserem Elektrodenabstand an das negative Glimmlicht anschliessende „Säule“ darf nicht als eigentliche positive Säule gewertet werden. Sie entsteht nämlich nicht aus der Notwendigkeit, eine hinreichende Leitfähigkeit für den Entladungsstrom zu schaffen, sondern hat vielmehr dem kathodischen Teil der Entladung Ionen zuzuführen. Dies erklärt sich durch die Wirkung des Randes der Gl-Entladung. Die Ränder bei der normalen Gl-Entladung sind Gebiete unselbständiger Entladung, wo der Ionisierungsanstieg kleiner als 1 ist, die aber unterhalten werden durch die aus dem Kern der Entladung infolge Querfeldstärke und Diffusion hinzuströmenden Ionen und Elektronen (s. hierüber in<sup>18)</sup><sup>16)</sup><sup>6</sup>). Im Innern muss also eine Überproduktion von Trägern stattfinden, d. h. der Ionisierungsanstieg muss dort grösser als 1 sein. Das ist bei einer grösseren Brennspannung der Fall. Der Kern muss im Verhältnis zu seiner Querschnittsfläche um so mehr Träger abgeben, je kleiner er ist, deshalb steigt mit abnehmendem Strom die Brennspannung. Würde sich die Brennspannung jedoch nur auf Kosten der Potentialdifferenz im ursprünglichen Kathodenfallgebiet vergrössern, so wäre eine Vergrösserung der Raumladung im negativen Glimmlicht notwendig. Der Strom könnte so auch bei beliebig hohem Vorschaltwiderstand nicht unter einen gewissen Grenzwert verkleinert werden. Das Experiment zeigt aber, dass die Entladung weiter bestehen kann, und zwar so, dass ein Teil der Ionenbildung zum Ersatz der im eigentlichen Kathodenfallgebiet zu wenig erzeugten Ionen in den Raum hinter das Glimmlicht verlegt wird. Das äussert sich am Aussehen der Entladung auf die oben angedeutete Weise.

Der Übergang zur T-Entladung lässt sich zwanglos erklären. Wenn ein immer kleinerer Strom erzwungen wird, und das Glimmlicht wegen der Querwirkungen nicht unter eine gewisse Ausdehnung sinken kann, muss sich dessen Raumladung immer mehr vermindern. Das Kathodenfallgebiet büsst mehr und mehr an Vorrherrschaft ein, und die Ionenerzeugung verteilt sich gleichmässiger auf die ganze Elektrodendistanz. Da das Feld für die Ionisierung immer ungünstiger wird, steigt die Spannung dauernd. Schliesslich stellen sich die bekannten Verhältnisse der raumladungsfreien T-Entladung ein.

Nach der Leuchtstärke zu schliessen, scheint die „Säule“, ähnlich wie die eigentliche positive Säule, plasmaartigen Charakter zu haben. Es ist klar, dass ihr Gradient jedoch nicht aus der Brenn-

spannung bei verschiedenen Elektrodenabständen bestimmt werden kann, denn wegen ihrer Zugehörigkeit zu den kathodischen Teilen der Entladung ändert sich mit der Lage der Anode der ganze Entladungsaufbau.

Führt man den Versuch dennoch aus, so erhält man bei einem Entladungsstrom von 1,0 mA einen Zuwachs der Brennspannung von 5,5 V, wenn  $d$  von 1,3 auf 1,6 cm erhöht wird ( $p = 7,2$  mm), was einem Gradienten von etwa 18 V/cm entspräche. Bei einem Strom von 2,0 mA erhält man analog nur noch 12 V/cm. Wenn diese Zahlen aus dem oben erwähnten Grund auch nicht einwandfrei sind, so lässt sich immerhin vermuten, dass bei einem Strom von 0,2 mA der Gradient in der „Säule“ einige Zehner V/cm beträgt.

#### 4. Deutung des Effektes B.

Schalten wir in den Entladekreis plötzlich eine Zusatzspannung  $U_R$ , so überlagert sich der vorhandenen Feldstärkeverteilung im ersten Moment gleichmässig der Wert  $U_R/d$ . Überall, wo die Feldstärke klein war, tritt eine verhältnismässig starke Vermehrung der ionisierenden Stösse ein. Das gilt insbesondere für das Gebiet vor der Anode. Infolge der grösseren Beweglichkeit der Elektronen bilden die langsameren Ionen eine zusätzliche positive Raumladung, die die negative Raumladung, deren Folge der Anodenfall war, neutralisiert oder sogar übertrifft. Bei der Vergrösserung des gesamten Entladestromes, die vorwiegend durch die Querausdehnung der Entladung erfolgt, sinkt die Elektrodenspannung wieder. Zunächst fehlt aber der Anodenfall, so dass die Elektrodenspannung sich auf einen um diesen Betrag kleineren Wert einstellt, wobei der Strom entsprechend grösser ist. Dank der erhöhten Konzentration der positiven Ionen vor der Anode und dem Umstand, dass der Säulengradient bei der stromstärkeren Entladung an sich kleiner ist, hat die Feldstärke dort niedrigere Werte als vorher. Die Abwanderung der überschüssigen Ionen geht also langsam vor sich, während sich die Elektronen stauen. Das Steigen ihrer Konzentration wird aber durch eine damit verbundene erhöhte Diffusion gegen die Anode gebremst. Erst nach Überwindung dieses Zustandes stellt sich der Anodenfall wieder ein.

Das Ausmass, in welchem der Effekt B auftritt, ist natürlich von äusseren Umständen abhängig. Es ist erklärlich, dass es um so längere Zeit braucht, bis sich der Anodenfall wieder ausbildet, je grösser die Spannung war, die dem Entladekreis zugeschaltet wurde. Es sind zwei Gründe, dafür geltend zu machen. Erstens ist die Zahl der vor der Anode gebildeten Ionen wegen

der höheren Zusatzfeldstärke grösser, zweitens endet der Entladungsaufbau bei einer grösseren Gesamtstromstärke, bei der der Gradient vor der Anode kleiner ist. Beides hat zur Folge, dass anfänglich vor der Anode kein oder nur ein kleines Potentialgefälle vorhanden ist, wodurch die zudem noch grössere Ionenzahl mehr Zeit zum Verschwinden beansprucht (Fig. 14). Bei kleiner Zusatzspannung und kleinem Ausgangsstrom (Fig. 14(a) und (b)) kann es ein, dass der Anodenfall durch die sich nur in geringem Überschuss bildenden Ionen, die sich auch noch rascher fortbewegen können, überhaupt nicht oder kaum beeinflusst wird. Anders hingegen, wenn bei gleicher, kleiner Relaisspannung von einem grösseren Strom ausgegangen wird (Fig. 15). Beim Endzustand ist dann die Feldstärke vor der Anode so klein, dass der neue Entladungszustand sich ausgebildet hat, bevor der Anodenfall wieder entstehen konnte. Wie in Fig. 15 festzustellen ist, erreicht der Strom sein Maximum überdies umso rascher, je grösser der Ausgangsstrom war, ein Umstand, von dessen Ursache im nächsten Abschnitt die Rede sein wird.

### C. Der Effekt A. (Überstromeffekt.)

#### 1. Townsendentladung als Ausgang.

- a) Der Aufbauvorgang bei kapazitätsloser Entladestrecke.

Wir wollen zunächst den Aufbau der Entladung diskutieren, wenn der Ausgangszustand eine T-Entladung war. Die in Abschnitt b) durchgeführten Rechnungen stützen sich dabei auf die in den Fig. 11 und 19 dargestellten Messungen in Argon. Für beide sind gemeinsam: der Gasdruck von 6,55 mm Hg, der Elektrodenabstand  $d = 0,44$  cm, die Anfangsspannung  $U_0 = 295$  V, die Zusatzspannung  $U_R = 153$  V, der Anfangsstrom  $I_0 = 2 \mu\text{A}$  und (ungefähr) der Vorschaltwiderstand  $R = 1,08 \text{ M}\Omega$  (bei Fig. 19  $R = 1,03 \text{ M}\Omega$ ). Die beiden Messungen unterscheiden sich also nur hinsichtlich der Elektrodenkapazität, die in Fig. 11  $C = 68 \mu\mu\text{F}$  und in Fig. 19  $10 \mu\mu\text{F}$  betrug.

Schalten wir in den Entladekreis der T-Entladung plötzlich eine Überspannung ein, so nimmt im ganzen Gebiet zwischen den ebenen Teilen der Elektroden der Ionisierungsanstieg Werte grösser als eins an. Da die T-Entladung sich über den ganzen „ebenen“ Zwischenraum innerhalb der Elektroden ausdehnt, ist auf dem ganzen Gebiet der notwendige Vorstrom vorhanden, so dass der Aufbau der Entladung unverzüglich einsetzen kann.

Der vergrösserte Ionenstrom hat ein Sinken der Elektrodenspannung zur Folge. Es ist nun eine Frage des Vorschaltwiderstandes und der Elektrodenkapazitäten, wo der Aufbauvorgang zum Stillstand kommt. Aus den Fig. 11 und 19 entnehmen wir, dass im stationären Endzustand der Strom etwa 0,2 mA misst (in den beiden Fällen nicht ganz gleich). Die normale Stromdichte bei 1 mm Druck beträgt in Argon  $j = 0,16 \text{ mA/cm}^2$  (nach <sup>4</sup>), Tab. 5, S. 104). Am Ende nimmt also die Entladung eine Fläche von rund  $0,03 \text{ cm}^2$  ein, während die T-Entladung einen Querschnitt von etwa  $7 \text{ cm}^2$  ( $D \sim 3 \text{ cm}$ ) hatte. Angenommen, es wären überhaupt keine Elektrodenkapazitäten vorhanden, so müsste bei gleichmässig über den Querschnitt stattfindem Aufbau dieser schon vor Erreichen der Brennspannung\*) zum Stillstand kommen, nämlich dann, wenn die Gesamtstromstärke der Entladung gleich dem Speisestrom durch den Vorschaltwiderstand wäre. Der so erreichte Zustand ist aber nicht stabil, sondern der Aufbau geht an einzelnen Stellen auf Kosten von andern Partien weiter, bis sich auf einem gewissen Gebiet die normale Gl-Entladung ausgebildet hat\*\*). Der Stromverlauf in Funktion der Zeit ist vollkommen aperiodisch.

Wir zeigen im nächsten Abschnitt, dass selbst die kleinen, unvermeidbaren Elektrodenkapazitäten den Aufbauvorgang wesentlich beeinflussen.

### b) Der Aufbauvorgang bei Berücksichtigung der Kapazitäten.

*α) Vernachlässigung des Konvektionsstromes an der Kathode.* Es ist bekannt, dass die exakte Berechnung des Aufbauvorganges aus den Elementarprozessen auf Schwierigkeiten stösst, für deren Überwindung ein Zeitaufwand erforderlich ist, der sich im Hinblick auf die nur lückenhaft bekannten Elementarprozesse nicht lohnt\*\*\*). Rechnungen auf Grund vereinfachender Annahmen findet man in <sup>4</sup>). Wir wollen mit Hilfe ähnlicher Vereinfachungen den Aufbauverlauf berechnen, wobei wir uns jedoch nur für das dabei auftretende Sinken der Elektrodenspannung interessieren,

\*) Unter Brennspannung ist die bei der stationär brennenden (unendlich ausgedehnten) Gl-Entladung an den Elektroden vorhandene Spannung verstanden.

\*\*) Über die Frage der Querstabilität der normalen Gl-Entladung s. in <sup>21)4)19)6)</sup>.

\*\*\*) Ein Versuch der graphischen Ermittlung des Durchschlages in Luft findet sich bei <sup>20</sup>).

bzw. für die Elektrodenspannung am Ende des Aufbauvorganges, und nicht für den zeitlichen Verlauf des Ionenstromes.

Zu Beginn herrscht zwischen den Elektroden ein homogenes Feld vom Betrag  $E = \frac{U_0 + U_R}{d}$ . Die durch Elektronenstoss gebildeten positiven Ionen haben nun zunächst eine Verteilung gemäss  $e^{\alpha x}$ , wobei  $x$  der Abstand von der Kathode ist. Wir wollen jedoch annehmen, dass sich schliesslich eine gleichförmige Verteilung der Ionen einstellt. Es sollen aber keine Ionen den Entladungsraum an der Kathode verlassen. Vernachlässigen wir den Beitrag der Elektronen zur Raumladung, was infolge ihrer grossen Geschwindigkeit in guter Annäherung zulässig ist, so erhält die Feldstärke einen linear von der Kathode zur Anode abfallenden Verlauf.

Die Annahme der gleichmässigen Verteilung der Ionen ist einerseits gerade durch diese sich einstellende Feldverteilung gerechtfertigt, da dabei die Elektronen (genügend grosses  $p \cdot d$  vorausgesetzt, wie bei allen folgenden Rechnungen) in den der Anode näheren Gebieten trotz ihrer grösseren Zahl nur noch schwächer ionisieren; andererseits durch ein tatsächlich stattfindendes Wandern der Ionen zur Kathode.

Der erste Zeitabschnitt des Aufbauvorganges gehe nun bis zur Erreichung der Feldstärke Null an der Anode. Die dann vorhandene Raumladungsdichte sei  $\varrho_1$  und die Elektrodenspannung sei auf  $U_1$  gesunken.

Im weiteren Verlauf (zweiter Zeitabschnitt) stauen sich wegen der kleinen Feldstärke vor der Anode auch die Elektronen. Teilweise gelangen sie noch zur Anode, während durch den Rest die positive Raumladung am Ende des Feldbereiches kompensiert wird. Näher an der Kathode steigt die positive Raumladung weiter. Wir schematisieren den Vorgang so, dass wir annehmen, die Entladung ziehe sich immer mehr gegen die Kathode zusammen, unter Beibehaltung des linearen Feldstärkeabfalles und also der in diesem Gebiete konstanten Raumladungsdichte, während sich vor der Anode ein feldfreies Gebiet ausbildet. Die Rechnung gestaltet sich nun einfach.

*Erster Zeitabschnitt.* Wenn eine Ladungsmenge  $e$  zwischen den Elektroden senkrecht zu ihnen um eine Strecke  $\Delta x$  verschoben wird, verschiebt sich durch einen Querschnitt des Aussenkreises der Entladungsstrecke eine Ladungsmenge

$$\Delta q = e \frac{\Delta x}{d}.$$

Da die positiven Ionen durch Abspaltung eines Elektrons von einem Gasatom gebildet werden, bewegt sich von jedem Ion ein Elektron zur Anode. Die Ladungsmenge, die durch den Außenkreis geflossen ist, wenn die Raumladungsdichte den Wert  $\varrho$  erreicht hat, berechnet sich, unter Vernachlässigung des kleinen aus der Kathode ausgelösten Elektronenstromes, zu:

$$q = \frac{\varrho \cdot F \cdot d}{2}, \quad (9)$$

worin  $F$  den Querschnitt des Kanals bedeutet, innerhalb welchem der Aufbau stattfindet.

Diese ganze Ladungsmenge soll aus der Kapazität  $C$  geliefert werden, der Speisestrom  $i$  durch den Widerstand also null sein. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da der Ionenstrom, wie sich zeigen wird, auf einen vielfachen Betrag von  $i$  anwächst.

Ist beim Entladungsaufbau die Elektrodenspannung auf den Wert  $U$  gesunken, so ist die von der Kapazität  $C$  abgegebene Ladung

$$q = C [(U_0 + U_R) - U]. \quad (10)$$

Aus Gleichung (9) und (10) ergibt sich so

$$\varrho = \frac{2C}{Fd} [(U_0 + U_R) - U]. \quad (11)$$

Zur Bestimmung der Feldstärke haben wir die Poissonsche Gleichung

$$\frac{dE}{dx} = -4\pi\varrho$$

(die Feldstärke ist in der Richtung von der Anode zur Kathode positiv gerechnet) zu integrieren. Man erhält unter Berücksichtigung der Bedingung

$$\begin{aligned} \int_0^d E \cdot dx &= U, \\ E &= \frac{U}{d} + 4\pi\varrho \left( \frac{d}{2} - x \right). \end{aligned} \quad (12)$$

Soll die Feldstärke an der Anode null sein, so ergibt sich die Beziehung

$$0 = \frac{U_1}{d} - 4\pi\varrho_1 \frac{d}{2} \quad \varrho_1 = \frac{U_1}{2\pi d^2}. \quad (13)$$

Aus Gleichungen (11) und (13) wird

$$\varrho_1 = \frac{2 C}{F \cdot d} \left( \frac{F}{F + 4 \pi C d} \right) (U_0 + U_R),$$

$$U_1 = \frac{U_0 + U_R}{1 + \frac{F}{4 \pi C d}}.$$

$\frac{4 \pi d}{F} = C_F$  ist nichts anderes als die Kapazität des Kondensators, gebildet aus den beiden ebenen Stücken der Elektrodenoberflächen, die den Entladungskanal begrenzen. Führen wir zur Abkürzung  $\nu = C_F/C$  ein, so können wir schliesslich schreiben

$$\varrho_1 = \frac{2 C}{F \cdot d} \frac{\nu}{1 + \nu} (U_0 + U_R) \quad (14)$$

$$U_1 = \frac{U_0 + U_R}{1 + \nu}. \quad (15)$$

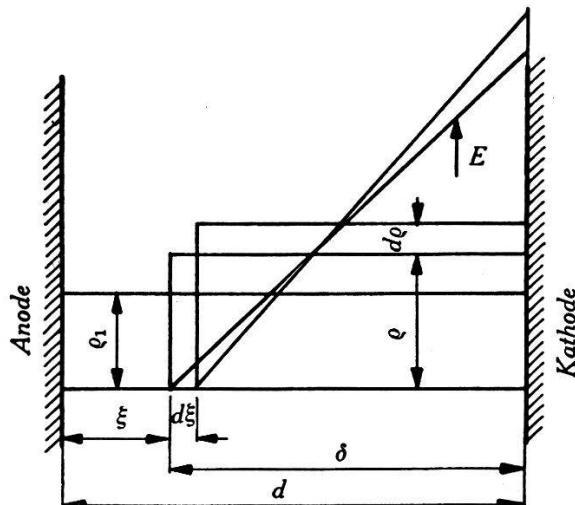


Fig. 28.

*Zweiter Zeitabschnitt.* Der zweite Zeitabschnitt des Aufbauvorganges wird durch Fig. 28 veranschaulicht. Wenn das Feld sich um  $\xi$  auf die Ausdehnung  $\delta$  zusammengezogen hat, muss entsprechend Gleichung (13) zwischen  $\varrho$ ,  $\delta$  und  $U$  der Zusammenhang

$$\varrho = \frac{U}{2 \pi \delta^2} = \frac{U}{2 \pi (d - \xi)^2} \quad (16)$$

bestehen. Eine Zusammenziehung des Feldes von  $\xi$  nach  $\xi + d\xi$  kommt durch die Verlagerung einer Elektronenladung  $(d - \xi) d\varrho$  zustande, die teilweise bis zur Anode geht und teilweise die im

Abschnitt  $d\xi$  vorhandene positive Ladung  $\varrho d\xi$  kompensiert. Die im Aussenkreis verschobene Ladungsmenge wird also

$$dq = F \left\{ \varrho d\xi \frac{d-\xi}{2d} + [(d-\xi)d\varrho - \varrho d\xi] \frac{\xi+d}{2d} \right\}$$

$$dq = \frac{F}{d} \left\{ \frac{d^2 - \xi^2}{2} d\varrho - \varrho \xi d\xi \right\}. \quad (17)$$

Es ist wiederum:

$$dq = -C dU \quad (18)$$

Eliminiert man aus den Gleichungen (17) und (18)  $dq$  und setzt  $\varrho$  nach Gleichung (16) und

$$d\varrho = \frac{1}{2\pi(d-\xi)^2} dU + \frac{U d\xi}{\pi(d-\xi)^3} \quad (16a)$$

ein, so erhält man nach der Trennung der Variablen zwischen  $U$  und  $\xi$  die Differentialgleichung

$$\frac{dU}{U} = -\frac{2\nu}{1-\nu} \frac{d \cdot d\xi}{(d-\xi) \left( \frac{1+\nu}{1-\nu} d - \xi \right)}, \quad (19)$$

worin  $\nu$  dieselbe Abkürzung ist wie in den Gleichungen (14) und (15).

Durch Integration dieser Gleichung zwischen den Grenzen  $U_1$  und  $U$  bzw.  $\xi = 0$  und  $\xi$ , erhält man schliesslich  $U$  als Funktion von  $\delta = d - \xi$ :

$$\frac{U}{U_1} = \frac{1+\nu}{2\nu} \frac{1}{\frac{d}{\delta} + \frac{1-\nu}{2\nu}}. \quad (20)$$

*β) Begrenzung des Aufbauvorganges.* Der geschilderte Verlauf des Aufbauvorganges kann nur so lange vor sich gehen, als der Ionisierungsanstieg

$$\mu = \gamma \left( e^{\int_0^\delta d\alpha} - 1 \right)$$

grösser als 1 ist. Bei abnehmendem  $\delta$  und  $U$  wird dieser Punkt schliesslich erreicht. Nun liefert die Stationaritätsbedingung

$$\mu = 1$$

einen Zusammenhang zwischen  $U$  und  $\delta$  dergestalt, dass die  $U - \delta$ -Ebene in zwei Gebiete geteilt wird mit einem Ionisierungs-

anstieg grösser bzw. kleiner als 1. Setzt man für  $\alpha/p$  den Ausdruck:

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot e^{-\frac{Bp}{E}},$$

so lässt sich der Zusammenhang schreiben (s. in <sup>4)</sup>)

$$\ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right) = A (p \delta)^2 \frac{B}{2U} S \left( \frac{2U}{B \cdot p \delta} \right), \quad (21)$$

wobei

$$S \left( \frac{2U}{B \cdot p \delta} \right) = \frac{2U}{B \cdot p \delta} \int_0^{\infty} e^{-\frac{1}{y}} dy$$

ist und sich auf den Integrallogarithmus zurückführen lässt.

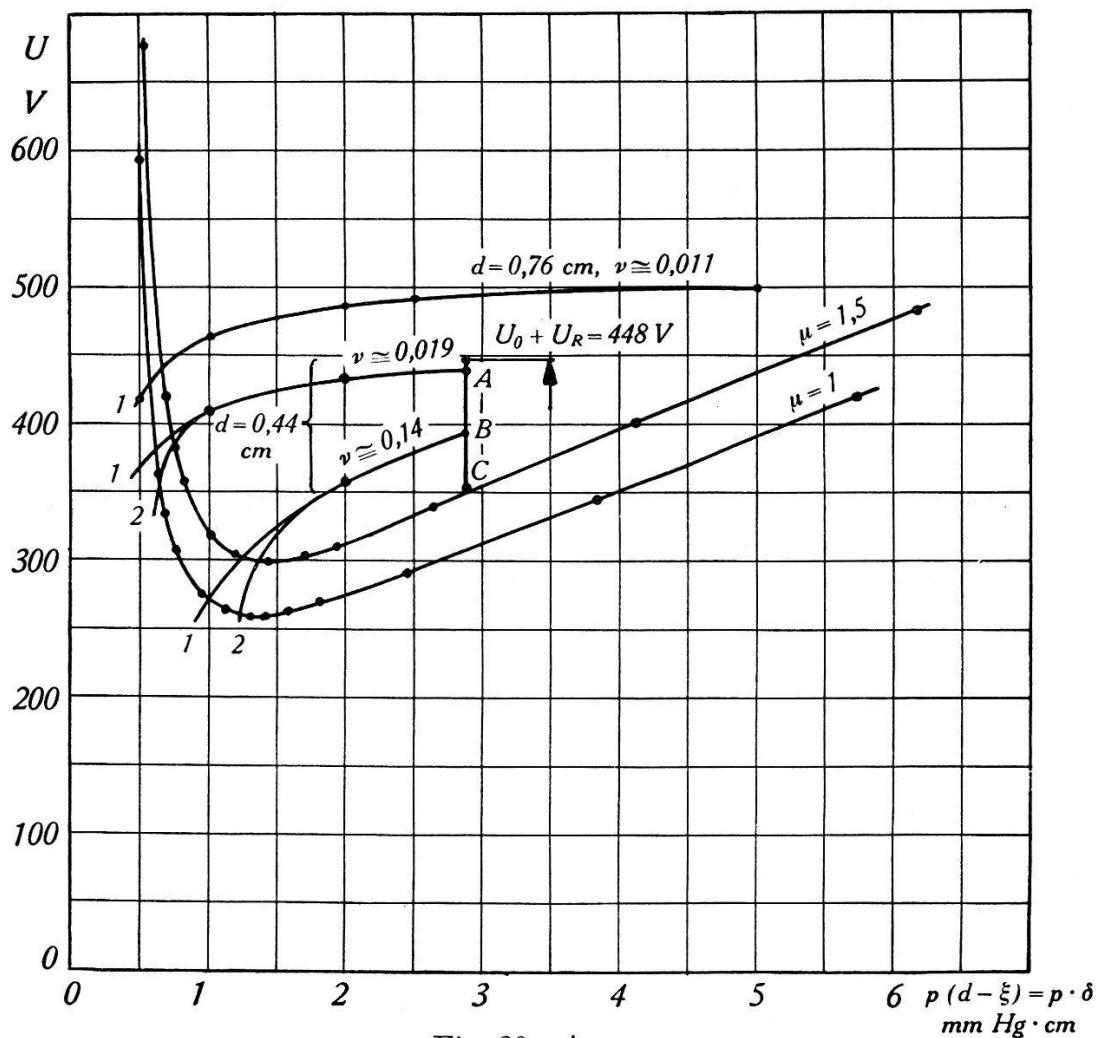


Fig. 29. Argon.

$$p = 6,55 \text{ mmHg} \quad d = 0,44 \text{ cm}$$

Kurven 1 ohne 2 mit Berücksichtigung des Ionenstromes an der Kathode.

In Fig. 29 ist die graphische Lösung der Gleichungen (20) und (21) für die beiden auf S. 10 erwähnten Fälle (s. dort auch die

Daten, aus denen sich  $\nu = 0,02$  bzw.  $0,14$  ergibt) dargestellt. Man sieht, wie bei  $p \cdot \delta = 2,88^*)$  die Elektrodenspannung zunächst von  $U_0 + U_R$  auf  $U_1$  hinuntergeht, um von dort dann mit  $p \cdot \delta$  weiter zu sinken. Der Aufbau endet im Schnittpunkt mit der Kurve  $\mu = 1$ . Da in beiden Fällen die Punkte auf dem linken aufsteigenden Teil der Kurve liegen, erhalten wir anomale Entladungen, für die die betreffenden Stromdichten (aus Fig. 58 in <sup>4)</sup>)  $65 \text{ mA/cm}^2$  bzw.  $17 \text{ mA/cm}^2$  betragen. Bei einer Entladefläche von  $7 \text{ cm}^2$  gibt dies Stromspitzen von  $455$  bzw.  $120 \text{ mA}$ .

*γ) Berücksichtigung des Konvektionsstromes an der Kathode.* Angesichts dieser grossen Ströme am Ende des Aufbauvorganges muss man sich fragen, ob der Konvektionsstrom nicht schon von Anfang an berücksichtigt werden muss. Dies kann unter Beibehaltung der in Fig. 28 veranschaulichten Schematisierung des Aufbauvorganges und unter Annahme unendlicher Geschwindigkeit der Elektronen folgendermassen geschehen:

Wir bezeichnen mit  $i_{k_0}^+$  den gesamten Konvektionsstrom an der Kathode. Er setzt sich zusammen aus dem Ionenstrom  $i_{k_0}^+$  und dem Elektronenstrom  $i_{k_0}^-$ ;  $i_{k_0}^- = i_{k_0}^+ + i_{k_0}^-$ . Da an der Kathode die Beziehung  $i_{k_0}^- = \gamma \cdot i_{k_0}^+$  gelten soll, ist:

$$i_{k_0}^+ = \frac{1}{1 + \gamma} i_{k_0}, \quad i_{k_0}^- = \frac{\gamma}{1 + \gamma} i_{k_0}.$$

Die in der Zeit  $dt$  in der Entladestrecke gebildete positive Ladung  $dq$  ist gegeben durch

$$dq = F d\varrho (d - \xi).$$

Sie ist nichts anderes als die Differenz zwischen der totalen durch Ionisierung entstandenen positiven Ladung

$$i_{k_0}^- (e_0^{\int \alpha dx} - 1) dt = \frac{1}{1 + \gamma} i_{k_0} (e_0^{\int \alpha dx} - 1) dt$$

und der in dieser Zeit nach der Kathode abgestromten positiven Ladung

$$i_{k_0}^+ dt = \frac{1}{1 + \gamma} i_{k_0} dt,$$

also:

$$F d\varrho (d - \xi) = \frac{\gamma}{1 + \gamma} (e_0^{\int \alpha dx} - 1) i_{k_0} dt - \frac{1}{1 + \gamma} i_{k_0} dt. \quad (22)$$

<sup>\*)</sup> Erster Zeitabschnitt:  $\delta = d$ .

Setzt man  $d\varrho$  nach Gl. (16a) ein und benutzt für den Ionisierungsanstieg die Abkürzung  $\mu$ , so schreibt sich Gl. (22):

$$\frac{F \cdot dU}{2\pi(d-\xi)} + \frac{FU \cdot d\xi}{\pi(d-\xi)^2} = \frac{\mu-1}{1+\gamma} i_{k_0} dt. \quad (22a)$$

Nun ist, wenn zunächst nur der Konvektionsstrom berücksichtigt wird:

$$i_{k_0} = -C \frac{dU}{dt},$$

so dass aus Gleichung (22a) nach Umordnung der Glieder wird

$$\left( \frac{1+\gamma}{\mu-1} \frac{F}{2\pi C(d-\xi)} + 1 \right) \frac{dU}{U} = -\frac{1+\gamma}{\mu-1} \frac{F}{\pi C(d-\xi)^2} d\xi. \quad (22b)$$

Führen wir in Gleichung (22b) wiederum  $\nu$  ein und definieren noch

$$\frac{1+\gamma}{\mu-1} \nu = \nu' \quad (23)$$

so erhalten wir

$$\begin{aligned} \left( \frac{\nu' d}{d-\xi} + 1 \right) \frac{dU}{U} &= -\frac{2\nu' d}{(d-\xi)^2} d\xi, \\ \frac{dU}{U} &= -\frac{2\nu' d d\xi}{(d-\xi)(\nu' d + d-\xi)}. \end{aligned} \quad (24)$$

Kehren wir zur Variablen  $\delta$  zurück, so schreibt sich Gleichung (24)

$$\frac{dU}{U} = \frac{2\nu' d d\delta}{\delta(\nu' d + \delta)},$$

oder nach einer kleinen Umformung

$$\frac{dU}{d\delta} = 2 \frac{U}{\delta} \left( 1 - \frac{1}{\nu' \frac{d}{\delta} + 1} \right). \quad (25)$$

Diese Differentialgleichung lässt sich wegen der Abhängigkeit des Faktors  $\nu'$  von  $U$  und  $\delta$  ( $\mu = f(U, \delta)$ ) nicht integrieren. Die Kurve  $U = f(\delta)$  lässt sich aber graphisch konstruieren.

Zum Betrag von  $\frac{dU}{d\delta}$  nach Gleichung (25) ist noch der Beitrag infolge der Raumladungsverschiebung zu addieren. Gleichung (19) lässt sich schreiben

$$\frac{dU}{d\delta} = \frac{U}{\delta} \left( 1 - \frac{1}{\frac{2\nu}{1-\nu} \frac{d}{\delta} + 1} \right),$$

so dass wir schliesslich für die totale Spannungssenkung erhalten:

$$\frac{dU}{d\delta} = \frac{U}{\delta} \left( 3 - \frac{1}{\frac{2\nu}{1-\nu} \frac{d}{\delta} + 1} - \frac{2}{\nu' \frac{d}{\delta} + 1} \right). \quad (26)$$

Solange  $\mu$  gross,  $\nu'$  also viel kleiner als  $\nu$  ist, leistet der Konvektionsstrom keinen wesentlichen Beitrag zur Spannungssenkung. Je mehr sich  $\mu$  jedoch 1 nähert, um so grösser wird  $\nu'$ . Im Punkte A der Fig. 29 beträgt  $\mu$  rund 29, im Punkte B immer noch rund 7. Auf der Kurve  $\mu = 1,5$  ist  $\nu' \approx 2\nu$  ( $\gamma \approx 0,007$ ), so dass die Steilheit der Spannungssenkung dort, unter der Annahme  $1 - \nu \approx 1$ , dreimal so gross ist wie ohne Berücksichtigung des Konvektionsstromes. Der grösstmögliche Wert von  $\frac{dU}{d\delta}$  beträgt  $3 \frac{U}{\delta}$ .

Die totale Spannungssenkung ist in Fig. 29 ebenfalls eingetragen. Aus den obigen Ausführungen ist zu erkennen, dass der Konvektionsstrom im ersten Zeitabschnitt vernachlässigt werden kann, so dass die Punkte A und B wiederum die Ausgangspunkte für den zweiten Zeitabschnitt darstellen. Es treten nun erheblich kleinere Werte der Spannung beim Schnittpunkt mit der Kurve  $\mu = 1$  und damit auch im Spitzenstrom auf. Trotzdem liegt aber das Maximum des Ionenstromes noch weit über der Speisestromstärke  $i$ .

Wir müssen die Elektrodenkapazität gar nicht mehr viel verkleinern, um ganz andere Verhältnisse zu erhalten. Wäre beispielsweise  $C$  nur 5 statt 10  $\mu\mu\text{F}$  ( $\nu = 0,28$ ), so würde im ersten Aufbauabschnitt die Spannung nach dem Punkte C fallen. Da  $\mu$  hier nur noch ca. 1,5 beträgt, ist der Beitrag des Konvektionsstromes zum Spannungsabfall schon so gross, dass die Berechnung der Ordinate des Punktes C nach Gleichung (15) nicht mehr genau genug ist. Sie ist tatsächlich kleiner. Man sieht, dass die Entladung sich nicht einmal mehr bis zum normalen Kathodenfall entwickelt. Die Frage, ob der Ionenstrom noch ein Maximum aufweist, könnte mit Zuverlässigkeit jedenfalls nur durch den Versuch beantwortet werden. Die kleine Kapazität von nur 5  $\mu\mu\text{F}$  kann aber vielleicht gar nicht mehr realisiert werden, denn  $C_E$  beträgt bereits 2 bis 3  $\mu\mu\text{F}$ .

Die Tatsache, dass anfangs die Spannung  $U$  ungefähr der Kurve ohne den Konvektionsstrom folgt, hat ihre Begründung darin, dass bei grossem Ionisierungsanstieg der Aufbau der Entladung ausserordentlich rasch vor sich geht

$$\left( \mu = 10, e_0^{\int_0^{\delta} \alpha dx} \approx 1400 \right).$$

Bis ein merklicher Konvektionsstrom fliesst, ist der ganze Raumladungsaufbau bereits vollzogen\*). Auf die Wirkung der Zusatzspannung kommen wir gleich zu sprechen.

c) *Der Stromverlauf.*

*α) Die erste Stromspitze.* Wir haben im Abschnitt 2 die Möglichkeit des Auftretens eines Maximums des Ionenstromes nachgewiesen und dabei bereits den Einfluss der Elektrodenkapazität gezeigt. Man folgert aus Fig. 29, dass bei Vergrösserung der Kapazität  $C$  die Stromspitze einem Grenzwert zustrebt, sofern nur ein Entladungsaufbau in achsialer Richtung erfolgt. Die bei grösserer Kapazität und hoher Zusatzspannung hinzukommende Querausbreitung der Entladung werden wir weiter unten erwähnen.

Das Auftreten des Strommaximums ist stark von der Zusatzspannung abhängig. Es ist ersichtlich, dass es bei deren Herabsetzung rasch abnimmt und schliesslich verschwindet, um so eher natürlich, je kleiner die Kapazität ist.

Der Einfluss des Elektrodenabstandes lässt sich ebenfalls übersehen. Vergrössern wir nämlich  $d$  bei gleicher Überspannung  $U_R$  ( $U_0$  ist zur Aufrechterhaltung der T-Entladung nun grösser), so wird nach Gleichung (26), da  $\mu$  sich nicht wesentlich ändert, infolge der Verkleinerung von  $\nu \cdot d U/d\delta$  kleiner. Bei Vergrösserung des Elektrodenabstandes wird die Spitze also ausgeprägter\*\*). In Fig. 29 ist die Abhängigkeit der Elektrodenspannung  $U$  von  $\delta$  bei Vernachlässigung des Konvektionsstromes an der Kathode für  $d = 0,76$  cm eingetragen, wobei  $U_1$  etwa 500 V betrüge. Der positive Konvektionsstrom hat hier erst recht erst beim Erreichen der untern Grenze von  $\delta$  ein rasches Sinken von  $U$  zur Folge. Bei Verkleinerung von  $d$  tritt das Umgekehrte ein. Im Gebiet der beschränkten Entladung ist  $\mu$  trotz derselben Überspannung nur noch wenig grösser als 1. Die Elektrodenspannung nimmt dann, besonders infolge des Konvektionsstromes während des langsamem Entladungsaufbaues, ab. Der Aufbau bleibt unter Umständen schon im ersten Zeitabschnitt stecken, und es kann nicht zu einer Stromspitze kommen.

Der Vorschaltwiderstand hat keinen Einfluss auf die Stromspitze, solange er so gross ist, dass der Speisestrom  $i$  viel kleiner bleibt, als das durch die Entladung der Elektrodenkapazität hervorgebrachte Strommaximum.

\*) Vgl. v. ENGEL und STEENBECK<sup>4)</sup>: „Raumladungsskippen“.

\*\*) Das gilt natürlich nur dann, wenn die Ausgangsbedingungen (T-Entladung) erfüllbar sind.

Die erste Stromspitze wird durch den Umstand stark herabgesetzt, dass die Zusatzspannung nicht plötzlich an die Elektroden angelegt werden kann. Während nämlich die Elektrodenspannung noch ansteigt, hat sich bereits ein Konvektionsstrom ausgebildet, der seinerseits die Elektrodenkapazität entlädt. Die im Abschnitt b berechneten maximalen Stromstärken entsprechen deshalb der Wirklichkeit nicht. Man erkennt die Wichtigkeit des raschen Spannungsanstieges an den Elektroden, der auf den Seiten 719 ff. erster Teil eingehend behandelt worden ist. Der oben erwähnte Einfluss der Vergrösserung der Elektrodenkapazität hat nur Gültigkeit, wenn die Vergrösserung zugunsten von  $C_A$  und nicht von  $C_E$  erfolgt. Dadurch wird der Spannungsanstieg an den Elektroden dem am Relais sogar noch näher gebracht.

Wie aus den Fig. 20 bis 27 zu entnehmen ist, tritt das Ionenstrommaximum ebenfalls in den andern untersuchten Gasen auf. Dies lässt sich analog wie für Argon theoretisch zeigen. Man hat lediglich für die Lösung der Gleichungen (21) und (26) die entsprechenden Werte einzusetzen.

*β) Der Stromverlauf nach dem Maximum.* Die grosse Stromstärke beim Maximum hat ein ausserordentlich rasches Sinken der Elektrodenspannung zur Folge. Würde der Strom beim Maximum beispielsweise 0,1 A betragen, so wäre mit einem  $C$  von  $50 \mu\mu F$  die Spannung in  $5 \cdot 10^{-8}$  sec bereits um 100 V gesunken. Der Ionisierungsanstieg wird damit rasch kleiner als 1 und es muss ein Abbau der Entladung eintreten.

Dieser Abbau ist viel weniger leicht zu verfolgen als der Aufbau. Beim Sinken der Spannung verkleinert sich die Feldstärke zwischen den Elektroden im ersten Augenblick überall gleichmässig um einen gewissen Betrag. Während im Kathodenfallgebiet diese Verkleinerung prozentual sehr wenig ausmacht, ist es sehr wohl möglich, dass im Raum zwischen Glimmlicht und Anode die Feldstärke null oder sogar negativ wird. Infolgedessen stauen sich die Elektronen plötzlich und kompensieren die positive Raumladung. Dadurch sinkt die Feldstärke vor der Kathode stark und mit ihr der Ionisierungsanstieg und der Strom. Es lässt sich theoretisch nicht abschätzen, wie lange die grosse Stromstärke dauert und wie stark die Elektrodenspannung sinkt. Für den Fall der Fig. 25 (Wasserstoff) wurde bereits auf S. 743 erster Teil erwähnt, dass sie bis gegen Null herabgehen kann.

Ist der Ionenstrom auf den Wert  $\frac{U_0 + U_R - U_{\min}}{R}$  gesunken, so beginnt die Elektrodenspannung erneut zu steigen, und erreicht nach einer Zeit, die von  $U_0 + U_R$ , vom Produkt  $R \cdot C$  und vom

weiteren Verhalten des Ionenstromes abhängig ist, wiederum einen hinreichend hohen Wert, damit der Ionisierungsanstieg grösser als 1 wird. Es bestehen nun für den Zustand der Entladungsstrecke im Moment, wo der Aufbau der Entladung wieder beginnt, im wesentlichen drei Möglichkeiten. Sie sind in der Literatur schon häufig diskutiert worden (Arbeiten von VALLE, GEFFCKEN, PENNING u. a.).

1. Die Elektrizitätsträger sind aus dem Entladungsraum restlos verschwunden. Die Entladung setzt an einem vom Zufall abhängigen Ort, unter Umständen mit einem statistisch schwankenden Zündverzug neu ein.

2. Es ist im Entladungskanal verteilt (über die ganze Fläche mehr oder weniger gleichförmig) noch eine Restionisierung vorhanden, deren Raumladungsdichte jedoch so klein ist, dass sie das Feld nicht mehr verzerrt. Dann beginnt die Zündung der Entladung bei der statischen Zündspannung.

3. Die (positive) Restionisierung ist so gross, dass sie einen wesentlichen Einfluss auf das Feld und damit auf die Zündspannung ausübt. Wirkt sie im Sinne einer Begünstigung der Ionisierung ( $p \cdot d$  gross genug), so ist die Zündspannung kleiner als der statische Wert.

In den Fällen 2 und 3 kann es sein, dass die Elektrodenspannung vorübergehend höhere Werte annimmt, als für die statische Zündung, wie sie sich aus der Raumladungsverteilung ergibt, erforderlich wäre. Das hängt von den Geschwindigkeiten des einsetzenden Entladungsaufbaues und der Gleitspannung an den Elektroden ab.

Über den in Fig. 11 dargestellten Vorgang lässt sich folgendes sagen: Der Ionenstrom ist beim ersten Minimum grösser als Null. Es ist sicher noch eine feldverzerrende Restraumladung vorhanden. Tatsächlich stellt man beim ersten Minimum des Stromes  $i$  (Strom durch den Widerstand) eine Spannung von 286 V fest im Vergleich zu einer Anfangsspannung von  $U_0 = 295$  V. Da die Restionisation sich auf eine Fläche verteilt, die jedenfalls nicht viel kleiner ist als der Querschnitt des ursprünglichen Entladungskanals, verläuft der Ionenstrom erneut über eine Spitze. Sie ist nun aber hauptsächlich wegen der kleineren Spannung, von der aus die Zündung erfolgt, weniger hoch. Dementsprechend hat sie auch ein weniger tiefes Minimum der Elektrodenspannung zur Folge. Es zeigt sich, dass auch das folgende Minimum des Ionenstromes höher liegt als das vorangegangene.

Die Vorgänge beim Zerfall der Entladung sind zu kompliziert, als dass es möglich wäre, diese Tatsache vorauszusagen. Man kann

sie sich aber durch die folgenden Überlegungen verständlich machen.

Das erste Spannungsminimum betrug etwa 140 V. Vernachlässigen wir die Wirkung der Feldverzerrung, so errechnet sich der Ionisierungsanstieg zu etwa 0,03. Beim zweiten Minimum, das 245 V beträgt, hat er ungefähr den Wert 0,5. Hier nimmt also der Strom pro Ionisierungsspiel\*) nur etwa auf die Hälfte ab. Rechnen wir als Dauer für ein Ionisierungsspiel die Zeit, die ein Ion braucht, um von der Anode zur Kathode zu gelangen, so erhalten wir unter Benutzung des Ausdrucks für die Ionengeschwindigkeit auf S. 5 4,4  $\mu$ sec. In Fig. 11 sind es 5 bis 6  $\mu$ sec. Der Hauptfehler dieser Rechnung liegt in der Vernachlässigung der Raumladung.

Da ferner das zweite Minimum 100 V höher liegt als das erste, hat die Elektrodenspannung bis zur Erreichung einer für die Zündung ausreichenden Spannung bedeutend weniger zu steigen. Trotz der geringeren Differenz zwischen Speise- und Ionenstrom dauert es deshalb weniger lang. In Fig. 11 ist das deutlich zu erkennen.

Die Zündung erfolgt wegen der grösseren Restraumladungen bei einer wiederum niedrigeren Spannung. Das folgende Maximum des Ionenstromes ist ebenfalls kleiner geworden. Elektrodenspannung und Ionenstrom gehen mehrere Male auf und ab, bis schliesslich die Zündspannung sich so stark der Brennspannung genähert hat, dass ein aperiodischer Übergang zur endgültigen Raumladungsverteilung stattfindet. Die Querschnittsfläche der Entladung nimmt dabei von Schwingung zu Schwingung ab, während sich ein Kern ausbildet, der sich in der Struktur mehr und mehr der normalen Gl-Entladung nähert.

Genau gleich wie für Argon lässt sich der Stromverlauf in Helium, Wasserstoff und Stickstoff erklären. Wir werden im besonderen in den nächsten Abschnitten noch auf die Messungen in diesen Gasen eingehen.

In Helium und auch schwach in Wasserstoff tritt eine Erscheinung auf, die mit Hilfe des vorliegenden experimentellen Materials nicht einwandfrei geklärt werden kann. Wie aus den Fig. 20 bis 23 zu erkennen ist, steigt nach Beendigung des Effektes A der Strom  $i$  noch gleichförmig an und erreicht erst nach einigen 100  $\mu$ sec (in den Figuren nicht mehr eingezeichnet) seinen End-

\*) Mit Ionisierungsspiel bezeichnet Rogowski<sup>16)</sup> den Kreislauf der Ionisierung, der ausgeht von einer Anzahl Elektronen die in einem Zeitmoment die Kathode verlassen, und endet, wenn die von ihnen im Gasraum gebildeten Ionen alle wieder an der Kathode angekommen sind und neue Elektronen losgelöst haben.

wert. Auch die Minima der Schwingung liegen alle so tief, dass die ihr entsprechenden Elektrodenspannungen grösser sind, als die zur Aufrechterhaltung der anfänglichen T-Entladung nötigen Spannung  $U_0$ . Nach dem Abklingen des Effektes A ist die Elektrodenspannung gleich oder nur wenig kleiner als  $U_0$ . Dieselbe Beobachtung macht man bei Wasserstoff, doch ist das Phänomen viel weniger ausgeprägt. In Fig. 24 findet ein leichtes Steigen des Stromes  $i$  um 1 bis 2 Zehntel mA statt. In den Fig. 25 und 26 liegen die Minima von  $i$  sehr regelmässig auf Stromwerten, die einer um etwa 20 V höheren Spannung als  $U_0$  entsprechen.

In Argon und Stickstoff ist nichts derartiges zu finden.

Ich vermute, dass die Ursache dieses Phänomens in einer vorübergehenden Verkleinerung von  $\gamma$  infolge des Bombardements der Kathode durch schnelle Ionen während der kurzdauernden anomalen Kathodenfälle (Stromspitzen) zu suchen ist. Aus Zeitmangel konnten bis jetzt die auf die Klärung dieser Frage hinzielenden Versuche noch nicht unternommen werden.

*γ) Einfluss der Elektrodenkapazität.* Die Fig. 11 und 19 gestatten den Vergleich des Stromverlaufes in Argon bei verschiedener Elektrodenkapazität. An Hand der Fig. 29 wurde seinerzeit gezeigt, dass die Stromspitze bei kleinerer Kapazität weniger hoch wird. Das ist hier um so mehr der Fall, als die Verkleinerung von  $C$  auf Kosten von  $C_A$  geht (Entfernung der Abschirmungen). Trotz des niedrigeren Ionenstrommaximums ist das folgende Minimum der Elektrodenspannung ziemlich genau gleich geblieben. Das röhrt offenbar daher, dass auch die zu entladende Kapazität kleiner ist. Das Minimum des Ionenstroms ist nicht mehr so tief, weil der Wiederanstieg der Elektronenspannung nun viel rascher erfolgt und dabei die Entladungsstrecke bei einer Raumladungsdichte gewissermassen überrascht, die ein Zünden bei einer Spannung ermöglicht, die nur wenig oberhalb der Brennspannung liegt.

Beim Zerfall der Entladung ist der Kern am wenigsten den Querkräften ausgesetzt, er kann sich also am längsten erhalten. Dort setzt dann auch am raschesten der Wiederaufbau ein. Je kleiner die Elektrodenkapazität ist, desto schneller kehrt die Spannung zurück, wobei der Kern noch so dicht ist, dass er schon bei minimem Überschreiten der Brennspannung den Hauptteil des Stromes führt, während bei derselben Spannung die äusseren Teile der Entladung noch im Abbau begriffen sind. So erfolgt fast sofort der Übergang zur Stationarität.

In Helium tritt schon bei ganz kleiner Elektrodenkapazität (12,5  $\mu\mu$ F) eine abklingende Schwingung auf (Fig. 20). Das liegt

in erster Linie an der grösseren Beweglichkeit der leichteren Heliumionen und der damit verbundenen rascheren Entionisierung der Entladungsstrecke. Die Dauer des Ionisierungsspieles ist kürzer; wird also z. B. der Ionisierungsanstieg bei einer gewissen Spannung prozentual gleich viel unterschritten wie bei Argon, so muss der Strom in entsprechend weniger Zeit zusammengebrochen sein.

Fig. 22a zeigt die Wirkung der Verdoppelung der Elektrodenkapazität durch Vergrösserung von  $C_A$ . Gegenüber Fig. 20 ist der abfallende Teil von  $i$ , welcher der Aufladung der Elektrodenkapazität entspricht, zeitlich gedehnt, während die ansteigenden Kurvenstücke ungefähr gleich geblieben sind. Die Zahl der Schwingungszüge ist ebenfalls dieselbe. Eine genauere Diskussion ist wegen der überlagerten Veränderlichkeit von  $\gamma$  unmöglich.

Aus den Kurven der Fig. 22b und 23 sieht man, dass die Vergrösserung von  $C_E$  einen höheren Wert des ersten Minimums der Elektrodenspannung zur Folge hat, was dem weniger schroffen Entladungseinsatz zuzuschreiben ist.

Wir haben gesehen, dass bei Argon durch Vergrösserung der Elektrodenkapazität eine abklingende Kippschwingung entsteht. Bei Helium, Wasserstoff und Stickstoff ist es wahrscheinlich gar nicht möglich, die Kapazität so stark zu vermindern, dass keine Schwingung mehr auftritt\*). Vergrössern wir die Kapazität weiter, so kann es sein, dass in der Entladungspause die Entionisierung so weit geht, dass die Entladung nicht mehr mit einer wesentlichen Fläche gleichzeitig zünden kann. Dann tritt, vorausgesetzt die Kapazität sei nicht allzu gross, eine mehr oder weniger aperiodische, „direkte“ (nach G. VALLE<sup>29</sup>) Zündung ein. Bestand bei kleiner Kapazität eine intermittierende Entladung, so ist es also unter Umständen möglich, sie durch Vergrösserung von  $C$  zum Abreissen zu bringen. Bei den Fig. 20 und 22a stellen wir fest, dass durch die Vergrösserung der Kapazität sich die Anzahl der Schwingungszüge nicht vermehrt hat, und die Amplituden eher kleiner geworden sind. Messungen mit noch grösseren Kapazitäten wurden keine durchgeführt.

Vergrössert man schliesslich die Elektrodenkapazität so stark, dass sie eine bedeutende Querausbreitung der Entladung bewirkt, so stellt sich, Elektroden mit genügender Fläche vorausgesetzt, immer eine intermittierende Entladung ein.

---

\*) Selbstverständlich unter Voraussetzung des Vorschaltwiderstandes von 1,08 MΩ.

δ) *Einfluss der Zusatzspannung.* Ich habe bereits auf S. 20 erwähnt, dass ein Verkleinern der Relaisspannung schliesslich einen aperiodischen Zündungsverlauf zur Folge hat. Die abklingende Schwingung bleibt aber auch aus, wenn die Zusatzspannung stark vergrössert wird, wie aus Abb. 21 zu entnehmen ist. Wenn auch die Stromspitze noch weiter wächst, so muss die Kapazität jetzt um einen grösseren Betrag entladen werden. Die Folge ist ein etwa unverändertes Minimum der Elektrodenspannung von ca. 110 V, wie in Fig. 20. Dank der höheren treibenden Spannung im Stromkreis der Entladungsröhre, wächst nun aber die Spannung rascher an, während die Entionisierung deshalb eher langsamer erfolgt. Die Restraumladung vermindert die für die nächste Zündung notwendige Spannung fast auf die Brennspannung.

ε) *Einfluss des Vorschaltwiderstandes.* Die Verkleinerung des Vorschaltwiderstandes hat eine analoge Wirkung wie die Vergrösserung der Zusatzspannung\*), denn beide bewirken eine Vergrösserung der Geschwindigkeit der Gleitspannung an den Elektroden. Fig. 24 zeigt für Wasserstoff, in welchem die T-Entladung noch mit einem Widerstand von 400 000  $\Omega$  stabilisiert werden konnte, wie der Stromverlauf tatsächlich demjenigen für hohe Relaisspannungen sehr ähnlich ist.

Voraussetzung ist dabei, wie überhaupt für das Auftreten des Effektes A, dass sowohl die Vergrösserung von  $U_R$  wie die Verkleinerung von  $R$  nicht so weit geht, dass der Strom, der fliesst, im Moment, da an den Elektroden die Brennspannung vorhanden ist, wesentlich grösser ist als die maximale durch die Elektrodenkapazität verursachte Stromspitze.

ζ) *Intermittenz.* Das Erscheinen der abklingenden Schwingung ist an die Bedingung geknüpft, dass das Minimum des Ionenstromes von Schwingung zu Schwingung wächst, was gleichbedeutend ist mit einer immer kleineren Zündspannung. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so wird die Entladung intermittierend. Geht der Ionenstrom zwischen den Entladungsstössen nicht ganz auf null, so spricht man von einer Schwingung erster Art. Eine solche war vermutlich in Fig. 33 (Stickstoff) vorhanden. Das erste Spannungsmaximum entspricht noch recht genau der Anfangsspannung  $U_0$  (450 V), während die späteren Maxima alle bei 430 V liegen. Das lässt darauf schliessen, dass diese bereits in einem von Raumladungen verzerrten Feld erfolgen. Es wäre

---

\*) Wobei jedoch, wie S. 20 erwähnt, die erste Stromspitze unverändert bleibt.

aber auch möglich, dass diese Erniedrigung des Maximums auf eine Vergrösserung von  $\gamma$  zurückgeht. Die Konstruktion des Ionenstromes, kann nicht genau genug erfolgen, um dies zu entscheiden.

Es fragt sich, warum in Wasserstoff und Stickstoff, im Gegensatz zu den beiden Edelgasen, die Intermittenz schon bei den kleinsten Elektrodenkapazitäten eintritt. Die Ursache ist wohl in der rascheren Entionisierung der Gasstrecke zu suchen. Auch bei Helium zeigte sich gegenüber Argon die grössere Neigung zu Schwingungen. Nun sind zwar die Wasserstoffionen noch etwas beweglicher als die Heliumionen, die des Stickstoffes haben aber ungefähr dieselbe Beweglichkeit wie die Argonionen. Die Entionisierung muss daher noch durch andere Vorgänge beschleunigt werden.

Eine bedeutende Rolle bei der Entionisierung spielt in den Molekülgasen die Rekombination, indem sich die Elektronen zunächst an die Gasmoleküle anlagern und negative Ionen bilden. Die Rekombinationswahrscheinlichkeit zwischen diesen und positiven Ionen steht einige Grössenordnungen über der von Elektronen und Ionen.

Die Fig. 25 und 26 geben ferner noch eine Bestätigung des nach den Ausführungen auf S. 20 zu erwartenden Einflusses des Elektrodenabstandes. Beim grösseren Abstand findet eine Entladung der Elektrodenkapazität bis ungefähr auf null statt.

## 2. Glimmentladung als Ausgang.

Ganz andere Verhältnisse als im vorigen Kapitel haben wir zu erwarten, wenn wir im Entladungskreis, in den wir die Zusatzspannung schalten, bereits eine schwache Gl-Entladung haben. Im Gegensatz zu vorhin ist nun die Fläche, innerhalb welcher ein spontaner Aufbau zu grösseren Strömen stattfinden kann, bedeutend kleiner. Im Sinn des Effektes A gesprochen, haben wir es gewissermassen mit dem Aufbau einer Entladung zu tun, deren Kern bereits vorhanden ist. Damit ist ausgedrückt, dass die für den Effekt A typischen Vorgänge, nämlich die hohen Maxima, welche der Ionenstrom im Vergleich zum mittleren Speisestrom auch bei kleinen Kapazitäten annehmen kann, und die eine Folge der Zündung auf grosser Fläche sind, hier nur noch in bescheidenem Masse auftreten können.

Der Entladungskanal, in welchem die Entladung mit anomalem Kathodenfall brennt, kann sich freilich bis zum Augenblick, wo die Brennspannung unterschritten wird, noch seitlich ausdehnen.

Wir werden aber gleich abschätzen, dass, falls die Kapazitäten nicht grösser sind, als die bisher verwendeten, die Querausdehnung klein bleibt.

Über den seitlichen Ausbreitungsvorgang bei der Gl-Entladung ist noch sehr wenig bekannt. Die Geschwindigkeit der seitlichen Ausbreitung wurde von STEENBECK<sup>23</sup>), (s. auch in<sup>4</sup>)) in Helium und Neon in Abhängigkeit von der Elektrodenspannung an konzentrischen Zylinderelektroden gemessen. Sie beträgt in beiden Gasen beim normalen Kathodenfall etwa 5 m/sec und nimmt mit steigendem Kathodenfall sehr grosse Werte an (bis über 1 km/sec). Für Argon gelten wahrscheinlich ähnliche Zahlen.

Setzen wir einmal eine Gl-Entladung mit kreisrunder kathodischer Ansatzfläche von  $r = 0,5$  cm Radius in Argon voraus, die einen anomalen Kathodenfall mit einer Stromdichte von  $j = 100$  mA/cm<sup>2</sup> besitze. Die Elektrodenkapazität betrage  $100 \mu\mu\text{F}$ . Diese Kapazität wird nun in  $1,3 \cdot 10^{-7}$  sec um 100 V entladen. Die Stromzunahme in dieser Zeit berechnet sich folgendermassen. Es ist

$$\frac{di}{dt} = 2\pi r \frac{dr}{dt} j.$$

Setzen wir für  $dr/dt$  schätzungsweise 10<sup>5</sup> cm/sec ein, so erhalten wir

$$\frac{di}{dt} = 3,14 \cdot 10^7 \text{ mA/sec.}$$

$i$  vergrössert sich demnach in der Zeit, während welcher sich die Kapazität um 100 V entlädt, nur um rund 4 mA. Deshalb kann die Querausbreitung auch beim Aufbau der Entladung aus der T-Entladung vernachlässigt werden.

Fig. 10 (a) ist ein Beispiel für den Übergang einer schwächeren in eine stärkere Gl-Entladung. Verkleinern wir die Ausgangstromstärke mehr und mehr (Fig. 10 (b), (c)), so kommen wir dem Aufbauverlauf aus der T-Entladung (Fig. 11) immer näher. Der Grund ist darin zu suchen, dass von einem Strom von 0,2 mA an abwärts bereits der Übergang in die T-Entladung stattfindet, verbunden mit einer entsprechenden Verbreiterung des Entladungskanals.

Bei der Steigerung der Anfangstromstärke über 0,2 mA hinaus, würde bei der ersten Ionenstromspitze die Anomalie des Kathodenfalls immer geringer, so dass die Rückentwicklung zum normalen Kathodenfall schon wesentlich während des Abfallens der Elektrodenspannung erfolgt. Der Entstehung des Minimums

der Elektrodenspannung wirkt auch das grosse  $U_0$  entgegen, das notwendig ist, um die Ausgangsentladung aufrecht zu erhalten.

Der Verlauf des Aufbauvorganges bei kleinerem Vorschaltwiderstand und anderer Zusatzspannung erfordert keine weiteren Erklärungen mehr. Erwähnt mag nur noch werden, dass bei kleiner Relaisspannung und kleinem Widerstand die Steigerung des Ionenstromes aus der Kapazität kaum mehr ins Gewicht fällt und die Entladung, entsprechend der nur geringen Anomalie, langsam in die Breite wächst (Fig. 14(a), (b)).

Beim Aufbau einer behinderten Entladung, wie er in Fig. 18 dargestellt ist, kann der Effekt A naturgemäß kaum mehr auftreten, da die sich bildende Raumladung den Aufbau bremst (Verkleinerung von  $\mu$ ), und bei langsamem Steigen des Ionenstromes die Kapazität entladen wird (s. auch die Ausführungen in<sup>22)4)</sup>).

## V. Schlussfolgerungen.

Die vorliegenden Messungen umfassen nur einen kleinen Bereich in bezug auf die Wahl der Parameter, die für eine Gl-Entladung bestimmend sind, sowohl was den elektrischen Kreis, wie auch die Entladungsröhre selbst betrifft. Zusammen mit bereits bekanntem Tatsachenmaterial lassen sich daraus aber trotzdem für ein begrenztes Gebiet der Dynamik der Gasentladungen allgemein gültige Folgerungen ziehen.

Zunächst können wir bei zeitlichen Veränderungen in einer Gasentladung — es wird dabei in erster Linie an eine ebene oder quasiebene Entladungsstrecke gedacht — zwischen zwei Extremfällen unterscheiden, nämlich solchen, in denen *nur* die axialen, in der Richtung des Kathodenfallen, also senkrecht zur Kathode erfolgenden Vorgänge eine Rolle spielen, und solchen, bei welchen die Veränderungen in der Querrichtung zum Kathodenfall, die ihrerseits natürlich auch wieder eine örtliche axiale Veränderung in sich schliessen, von ausschlaggebender Bedeutung sind.

Ebenso kann man unterscheiden zwischen Vorgängen, die sich allein in den kathodischen Teilen der Entladung abspielen, und denjenigen, bei welchen nur die anodischen Gebilde (positive Säule, anodisches Glimmlicht) Veränderungen erleiden.

Im konkreten Fall sind die einzelnen Vorgänge selten voneinander isoliert zu betrachten, sie treten im allgemeinen mehr oder weniger miteinander verkoppelt auf.

So lässt sich der Effekt A bei nicht zu grossem Elektrodenabstand, als zum kathodischen Teil der Entladung gehörend, für sich allein untersuchen, wobei noch die Querrichtung mehr oder

minder beteiligt sein kann. Bei grösserem Abstand ist der Effekt A ebenfalls vorhanden, nun aber verbunden mit den Vorgängen, die sich zwischen Glimmlicht und Anode abspielen. Der Effekt B kann streng genommen überhaupt nicht für sich allein betrachtet werden.

Im besonderen lassen sich für die Zündung im homogenen Feld, in gewissem Ausmaße aber auch im inhomogenen Felde, und die intermittierende Entladung einige Gesichtspunkte aufstellen.

Es sind prinzipiell zwei „Anfangsbedingungen“ für die Zündung einer Gl-Entladung denkbar. Sie erfolgt entweder von einem sehr engen Kanal aus, oder auf einer Fläche, welche im Vergleich zur Brennfläche, die die Entladung nach dem Ablauf der Zündung einnimmt, gross ist. Bei kleinen Kapazitäten ist für die beiden Fälle der Zündvorgang ein ganz anderer, bei sehr grossen Kapazitäten verschwindet der Unterschied.

Es gibt dementsprechend zwei verschiedene Typen der intermittierenden Gl-Entladung. Bei kleiner Kapazität und hohem Vorschaltwiderstand kann eine intermittierende Entladung auftreten, die ihre Ursache im Effekt A hat; die Wiederzündung erfolgt regelmässig auf einer grossen Fläche. Ihr Aussehen zeigt ein diffuses Glimmlicht, in gewissen Fällen auch eine deutliche Schichtung. Die Zahl der Intermittenzen pro Sekunde ist sehr gross (Wasserstoff, Fig. 26: 65000/sec).

Der andere Typus der intermittierenden Entladung stellt sich bei grosser Elektrodenkapazität ein. Er beruht darauf, dass von der Zündung in einem begrenzten Gebiet die Entladung sich bis zum Erreichen der Brennspannung stark in der Querrichtung verbreitert. Da die Spannung nun rasch weiter sinkt, womit der Ionisierungsanstieg kleiner als 1 wird, zieht sie sich nicht einfach wieder zusammen, sondern zerfällt als Ganzes, wobei immerhin die Randgebiete vorausgehen. Die Neuzündung erfolgt in einem oder eventuell mehreren kleinen Gebieten, von denen aus wiederum die Ausbreitung erfolgt. Die Zahl der Intermittenzen überschreitet einige Tausend pro Sekunde nicht.

Wir sehen, dass beim ersten Typus der Intermittenz sozusagen nur der achsiale Aufbau der Entladung ausschlaggebend ist, während beim zweiten die Querausbreitung die führende Rolle übernimmt.

In dieser Betrachtung erhalten z. B. die Versuche von VALLE<sup>29)</sup> in manchen Punkten eine neue Abklärung\*). Man hat jetzt sogar

\*) Ich verweise auf eine Bemerkung in einer früheren Veröffentlichung<sup>2).</sup>

zwei verschiedene Arten der indirekten Zündung zu unterscheiden, entsprechend den Konstanten des Entladungskreises und den beiden möglichen Anfangsbedingungen.

Die vorliegende Arbeit entstand im physikalischen Institut an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich. Es ist mir eine Freude, Herrn Professor Dr. F. TANK für die Hilfe und sein dauerndes wohlwollendes Interesse am Fortgang der Arbeit herzlich zu danken.

Physikalisches Institut an der E.T.H., Zürich.

### Literatur.

- <sup>1)</sup> W. BRAUNBEK, Zeitschr. f. Phys. **36**, 582, 1926.
- <sup>2)</sup> W. DRUEY, HPA. **7**, 633, 1934.
- <sup>3)</sup> A. v. ENGEL und M. STEENBECK, Elektr. Gasentladungen I.
- <sup>4)</sup> A. v. ENGEL und M. STEENBECK, Elektr. Gasentladungen II.
- <sup>5)</sup> W. FUCKS, Arch. f. Elektrot. **23**, 590, 1929.
- <sup>6)</sup> W. FUCKS, Zeitschr. f. Phys. **87**, 139, 1933.
- <sup>7)</sup> H. GAWEHN, Ann. d. Phys. **20**, 601, 1934.
- <sup>8)</sup> H. GAWEHN und G. VALLE, Naturw. **22**, 792, 1934.
- <sup>9)</sup> A. GÜNTHERSCHULZE, Zeitschr. f. techn. Phys. **10**, 480, 1929.
- <sup>10)</sup> A. GÜNTHERSCHULZE und H. SCHNITGER, Zeitschr. f. Phys. **77**, 333, 1932.
- <sup>11)</sup> A. GÜNTHERSCHULZE und F. KELLER, Zeitschr. f. Phys. **77**, 703, 1932.
- <sup>12)</sup> Handbuch der Experimentalphysik XIII, 3. Teil, 1929.
- <sup>13)</sup> O. KLEMPERER, Zeitschr. f. Phys. **52**, 650, 1928.
- <sup>14)</sup> F. M. PENNING, Phys. **5**, 217, 1925.
- <sup>15)</sup> W. ROGOWSKI, Arch. f. Elektrot. **12**, 1, 1923.
- <sup>16)</sup> W. ROGOWSKI, Arch. f. Elektrot. **25**, 551, 1931.
- <sup>17)</sup> W. ROGOWSKI, Arch. f. Elektrot. **26**, 643, 1932.
- <sup>18)</sup> W. ROGOWSKI, Arch. f. Elektrot. **27**, 523, 1933.
- <sup>19)</sup> W. ROGOWSKI, Arch. f. Elektrot. **27**, 743, 1933.
- <sup>20)</sup> J. J. SÄMMER, Zeitschr. f. Phys. **81**, 383, 1933.
- <sup>21)</sup> R. SEELIGER, Physik der Gasentladungen, 1934.
- <sup>22)</sup> M. STEENBECK, Wiss. Ver. a. d. Siemenskonzern **9**, 42, 1930.
- <sup>23)</sup> M. STEENBECK, Arch. f. Elektrot. **26**, 306, 1932.
- <sup>24)</sup> F. TANK und K. GRAF, HPA. **2**, 33, 1929.
- <sup>25)</sup> F. TANK und L. ACKERMANN, HPA. **3**, 468, 1930.
- <sup>26)</sup> J. TAYLOR, Proc. Roy. Soc. (A) **114**, 73, 1927.
- <sup>27)</sup> J. TAYLOR, Phil. Mag. (7) **3**, 368, 1927.
- <sup>28)</sup> J. TAYLOR, Phil. Mag. (7) **3**, 753, 1927.
- <sup>29)</sup> G. VALLE, Ann. d. Phys. **13**, 732, 1932.
- <sup>30)</sup> G. VALLE e B. ROSSI, Nuovo Cim. **11**, 708, 1934.
- <sup>31)</sup> G. ZIMMERMANN, Zeitschr. f. Phys. **91**, 767, 1934.