

Über Aufbauzeit, Rückwirkungsmechanismus und Stabilität bei stromschwachen Niederdruckentladungen

Autor(en): **Luz von Gugelberg, Hans**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **20 (1947)**

Heft III

PDF erstellt am: **10.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-111806>

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.

Über Aufbauzeit, Rückwirkungsmechanismus und Stabilität bei stromschwachen Niederdruckentladungen

von Hans Luz von Gugelberg.

(20. V. 1947.)

Bezeichnungen, Definitionen, Masseinheiten.

| | Bezeichnung | Masseinheit |
|--|---------------|--------------------|
| 1. Spannung an den Elektroden | U | V |
| 2. Spannungen der statischen Stromspannungscharakteristik | U_{st} | V |
| 3. Differenz zwischen angelegter Spannung und statischer Brennspannung ($\Delta U = U - U_{st}$) | ΔU | V |
| 4. Stromdichte | i | A cm ⁻² |
| 5. Fremdstromdichte (durch Fremdlicht erzeugter Anfangsstrom | i_0 | A cm ⁻² |
| 6. Entladungsstrom (infolge Trägerbewegung) | J | A |
| 7. Fremdstrom | J_0 | A |
| 8. Trägerdichten (Ionen und Elektronen im cm ³) | n_+, n_- | cm ⁻³ |
| 9. Trägergeschwindigkeiten (in Feldrichtung) (Abkürzung: $\frac{1}{v_+} + \frac{1}{v_-} = \frac{1}{v}$) | v_+, v_- | cm s ⁻¹ |
| 10. Druck | p | Tor |
| 11. Elektrische Feldstärke | E | V cm ⁻¹ |
| 12. Ionisierungskoeffizient der Elektronen (Zahl der durch ein Elektron pro cm Weg in Feldrichtung erzeugten Ionenpaare) | α | cm ⁻¹ |
| 13. Zahl der durch ein Elektron pro Volt durchlaufene Potentialdifferenz erzeugten Ionenpaare | η | V ⁻¹ |
| 14. Lichtanregungskoeffizient der Elektronen (pro cm erzeugte Photonen) | ε | cm ⁻¹ |
| 15. Zahl der pro auftreffendes Ion an der Kathode ausgelösten Nachlieferungselektronen | γ | |
| 16. Zahl der pro auftreffendes Photon an der Kathode ausgelösten Nachlieferungselektronen | δ | |
| 17. Absorptionskoeffizient des Entladungslichtes im Gas. | k | cm ⁻¹ |
| 18. Bruchteil des Entladungslichtes, das im Hinblick auf die Geometrieverhältnisse die Kathode trifft | g | |
| 19. Reziproke Zeitkonstante des exponentiellen Stromanstieges $J(t) = J(0) e^{\lambda t}$ | λ | s ⁻¹ |

1. Ziel.

Die nachstehenden Untersuchungen über den zeitlichen Verlauf der Stromentwicklung in der Glimmentladung verfolgen zwei Hauptziele:

1. Die *Natur des Rückwirkungsmechanismus*, der zur Elektronenbefreiung im Gebiet der Kathode und damit zur Existenz einer selbständigen Entladung führt, ist nur qualitativ geklärt. Es ist im allgemeinen nicht bekannt, in welchem Umfang die einzelnen Elementarprozesse daran beteiligt sind. Messungen an nichtstationären Vorgängen sind nun zur Trennung der Rückwirkungsursachen besonders geeignet, da die Rückwirkung auf sehr verschieden rasch wirkenden Effekten beruht (z. B. Photoeffekt und Diffusion metastabiler Atome). Diese können im nichtstationären Fall (z. B. während des Aufbaues) je nach Wahl der Versuchsbedingungen in sehr verschiedenem Umfang zur Wirkung kommen ¹⁾²⁾.

2. Weiter sollte die *Größenordnung der Aufbauzeiten bei geringen Überspannungen* für verschiedene Verhältnisse gemessen werden. SCHADE³⁾ hat nämlich gefunden, dass bei kleinen ΔU der Stromanstieg äusserst langsam vor sich gehen kann. Dieser langsame Stromanstieg, der im allgemeinen für das stabile Brennen der Townsend-Entladung verantwortlich ist, wirkt sich bei manchen Problemen der Technik störend aus (so z. B. bei der Steuerung eines Glimmrelais mit sehr kleinen Strömen). Es ist daher wichtig, die Größenordnung der Trägheiten, mit denen man zu rechnen hat, zu kennen. Geeignete Gase sowie Feld- und Druckverhältnisse können auch im Gebiet sehr kleiner Ströme und Überspannungen wesentlich kürzere Aufbauzeiten ergeben.

Unsere Messungen beschränken sich auf sog. Niederdruckentladungen ($p \cdot d < 100$ Tor·cm). Sie befassen sich also mit dem Lawinenaufbau oder Townsend-Aufbau und nicht mit dem viel rascher wirkenden Kanalaufbau, der für den Funkendurchschlag bei grösserem $p \cdot d$ massgebend ist (Lit. bei ^{4) 5)}). Wir beschäftigen uns auch nicht mit dem statistischen Zündverzug, d. h. jener Zeit, die nach dem Anlegen der Spannung vergeht, bis ein Zufallselektron den Vorgang einleitet. Die Messungen beziehen sich vielmehr auf die Dauer des Stromanstieges zwischen einem Anfangsstrom von ca. 10^{-11} A und einem Endstrom von ca. 10^{-4} A. Unter diesen Bedingungen sind im homogenen Feld Raumladungswirkungen noch nicht von grosser Bedeutung für Feldstruktur, Ionisierung und Aufbauzeit⁶⁾.

Auf eine historische Darstellung mit entsprechenden Literaturangaben wird hier verzichtet. Es sei dafür auf die sehr vollständigen und nach Sachgebieten geordneten Literaturberichte von BARTHOLOMEYCYK, MIERDEL und SEELIGER verwiesen⁷⁾. Als neuere zusammenfassende Arbeiten seien die von DRUYVESTYEN und PENNING⁸⁾ (Niederdruckentladung) sowie die von WINSTANLEY, v. ENGEL und MEEK⁹⁾ und von FRANCIS und JENKINS¹⁰⁾ genannt. Ausser den bekannten älteren Lehrbüchern (besonders dem von v. ENGEL und STEENBECK) seien hier noch das von DOSSE-MIERDEL¹¹⁾ und das von LOEB¹²⁾ aufgeführt. Mit dem Problem der lichtelektrischen Rückwirkung beschäftigt sich besonders ROGOWSKI²⁾ in einer zusammenfassenden Arbeit, während ein anderer Bericht desselben Autors die Wirkung der metastabilen Atome in der Gasentladung behandelt¹³⁾.

2. Experimentelles.

a) Die Messanordnung.

Da heute die notwendigen Schreibgeschwindigkeiten mit geringem technischem Aufwand erreicht werden können, wurde zur Messung der Aufbauzeiten der Stromverlauf im Versuchsrohr während des Entladungsaufbaues oszillographiert. Die Aufzeichnung der Oszillogramme erfolgte durch einen Kathodenstrahl-Oszillographen in Verbindung mit einer Kleinbildkamera. Es wurden zwei Philips-Nachbeschleunigungsrohre verwendet, von denen eines mit einem blauleuchtenden, das andere mit einem grün nachleuchtenden Schirm versehen war. Das erstere war weniger empfindlich auf Bildverzerrungen durch Schirmladungen, das letztere ergab höhere Schreibgeschwindigkeiten. Bei einer Nachbeschleunigungsspannung von 5 kV waren mit Agfa-Ultrarapid-Film bei einer Blendenöffnung von 1:3,5 Schreibgeschwindigkeiten von 20 km/s möglich, so dass einmalige Überschreibung der Oszillogramme meist genügte (vgl. ¹⁴⁾). Vorbelichtung des Schirmes war zur Erzielung hinreichender Helligkeiten wesentlich.

Die Schaltung der Messanordnung wurde auf Grund prinzipieller Überlegungen von STEENBECK¹⁵⁾ und nach längeren Vorversuchen gewählt. Sie musste insbesondere die Messung möglichst kurzer Zeiten (etwa 10^{-7} s) ermöglichen, was die Verwendung entsprechend trägheitsarmer Stromkreise bedingte. Weiter sollte zur Messung immer vom gleichen Anfangszustand ausgegangen werden. Endlich erwies es sich als wünschenswert, durch einen einzigen Schalter

gleichzeitig die Meßspannung anzulegen, das Zeitablenkgerät zu steuern und den Strahl kurzzeitig freizugeben. So konnte genügende Gleichzeitigkeit aller Impulse erreicht werden (vorzeitige Freigabe des Strahles z. B. durch eine Relaisanordnung ergab bei Messung kurzer Zeiten zu starke Verschleierung des Bildes). Fig. 1 zeigt — etwas vereinfacht — die wesentlichen Teile der verwendeten

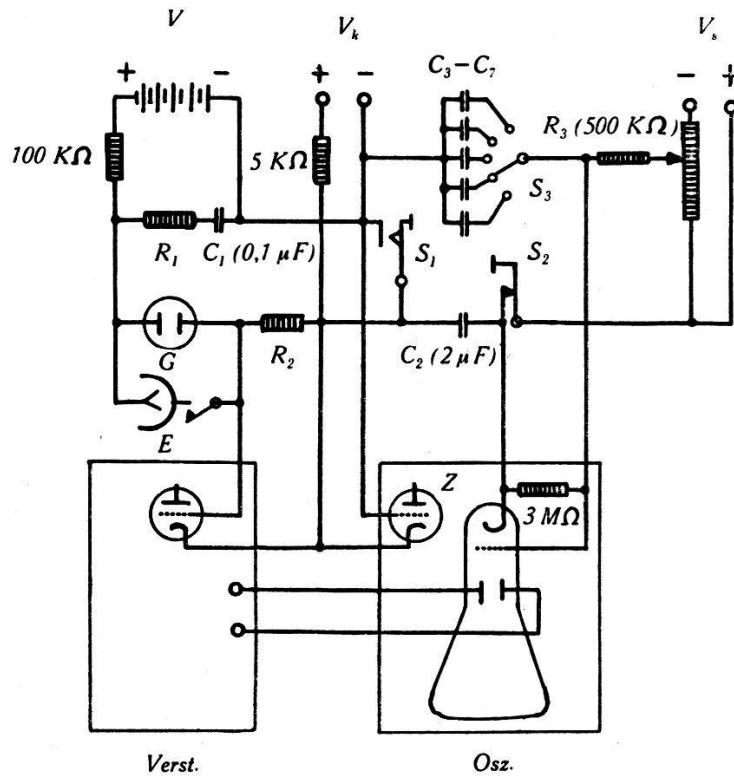


Fig. 1.

Schaltung der Messanordnung.

R_1 : 1–20 $k\Omega$. R_2 : 200 Ω bis 150 $k\Omega$. C_3 – C_7 : 1000 pf –2 μf .

Schaltung. Als niederohmige Spannungsquelle diente die induktionsarme Kapazität C_1 , die durch eine Batterie über zwei Widerstände auf die gewünschte Spannung V aufgeladen war. Die Meßspannung V wurde in Serie mit einer Kompensationsspannung V_k über die Widerstände R_1 und R_2 an die Glimmröhre G angelegt. Zündung erfolgte, wenn mittelst des Schalters S_1 die Kompensationsspannung V_k kurzgeschlossen wurde, so dass die gesamte Spannung V am Versuchsrohr lag. Der nun anwachsende Glimmstrom erzeugte einen Spannungsabfall am Widerstand R_2 . Die Verstärkung des Impulses erfolgte in einem zweistufigen Breitbandverstärker, dessen Ausgangsspannung den vertikalen Ablenkplatten des Braunschen Rohres zugeleitet wurde.

Die Spannung V_k sperrte gleichzeitig den Strom in der Röhre Z des Zeitablenkgerätes. Wenn V_k durch S_1 kurzgeschlossen wurde,

begann sofort die horizontale Ablenkung des Strahles mit einer am Zeitablenkgerät des Oszillographen einstellbaren Geschwindigkeit.

Endlich bewirkte Schliessen des Schalters S_1 auch kurzzeitige Freigabe des Kathodenstrahles, der normalerweise durch die am Wehnelt-Zylinder des Rohres liegende negative Vorspannung V_s gesperrt war. Durch Schliessen von S_1 wurden nämlich Kathode und Wehnelt-Zylinder der Kathodenstrahlröhre über die Kapazität C_2 und eine mittelst S_3 wählbare Kapazität verbunden und die Sperrspannung V_s konnte den Kathodenstrahl erst wieder unterdrücken, nachdem sie die resultierende Kapazität über den Widerstand R_3 genügend aufgeladen hatte.

Zur Messung langer Zeiten und zur Vorbelichtung des Schirmes konnte der Strahl durch Öffnen des Schalters S_2 dauernd freigegeben werden.

Von entscheidender Bedeutung war natürlich, dass der Schalter S_1 die Schaltung auch innerhalb genügend kurzer Zeit vollzog und keinerlei Prellerscheinungen zeigte. Hinreichende Dämpfung fester Kontakte gelang nicht, aber eine Quecksilberwippe genügte den Anforderungen.

Zur Messung der Zünd- und Brennspannungen diente das in Fig. 1 angedeutete Fadenelektrometer E , zu dem auch Hilfsspannungen für Vergleichs- und Kompensationsmessungen zur Verfügung standen.

Der statistische Zündverzug wurde in bekannter Weise durch Bestrahlen der Kathode mit ultraviolettem Licht ausgeschaltet. Die so ausgelösten Photoelektronen bewirkten einen Vorstrom, der meist bei 80% der Zündspannung mit einem empfindlichen Galvanometer gemessen wurde (das Galvanometer konnte an der Stelle von R_2 eingeschaltet werden). Damit war die Berechnung des an der Kathode befreiten Fremdelektronenstromes und des nach Anlegen der Meßspannung innerhalb von Elektronenlaufzeiten vorhandenen Anfangsstromes möglich. Die Bestimmung des Anfangsstromes war ungenau; das ist aber, wie Rechnung und Experiment zeigen, von geringer Bedeutung, da er nur logarithmiert in die Ausdrücke für die Aufbauzeit eingeht (vgl. ¹⁵) und ³). Bei einzelnen Messungen wurde unter Zuhilfenahme einer etwas anderen Anordnung der Zündverzug nicht durch Vorbestrahlung, sondern durch eine sehr stromschwache Townsend-Entladung unterdrückt, wobei eine Photozelle den Strom begrenzte. Diese Methode war wegen des Auftretens von Kippschwingungen nicht allgemein anwendbar.

Die Messungen erfolgten bei möglichst kleinen Strömen in jenem Bereich, wo bei homogenem Feld die Raumladungen keine starken Feldverzerrungen bewirken. Der Endstrom der Messung war nach unten dadurch begrenzt, dass auch bei kurzen Aufbauzeiten der Ladungsumsatz zur Hervorrufung merklicher Spannungsänderungen z. B. an der Gitter-Kathodenkapazität der Eingangsröhre des Breitbandverstärkers genügen musste. Die meisten Messungen erfolgten in einem Strombereich von etwa 10^{-11} bis 10^{-4} A. (Über Einfluss von Verschiebungsströmen in den Kapazitäten der Messanordnung und des Rohres sowie über deren Trennung vom Ionenstrom, vgl. ¹⁵⁾ und ¹⁶⁾). Das Anlegen der Meßspannung innerhalb genügend kurzer Zeiten bereitete einige Schwierigkeiten. Die Dämpfungswiderstände R_1 und R_2 des Messkreises durften nämlich nicht beliebig zur Erzielung kurzer Halbwertzeiten verkleinert werden, da sich sonst der Einschaltvorgang immer mehr einem periodischen näherte. Die dabei während sehr kurzer Zeit an den Elektroden auftretenden Überspannungen konnten dann in gewissen Fällen

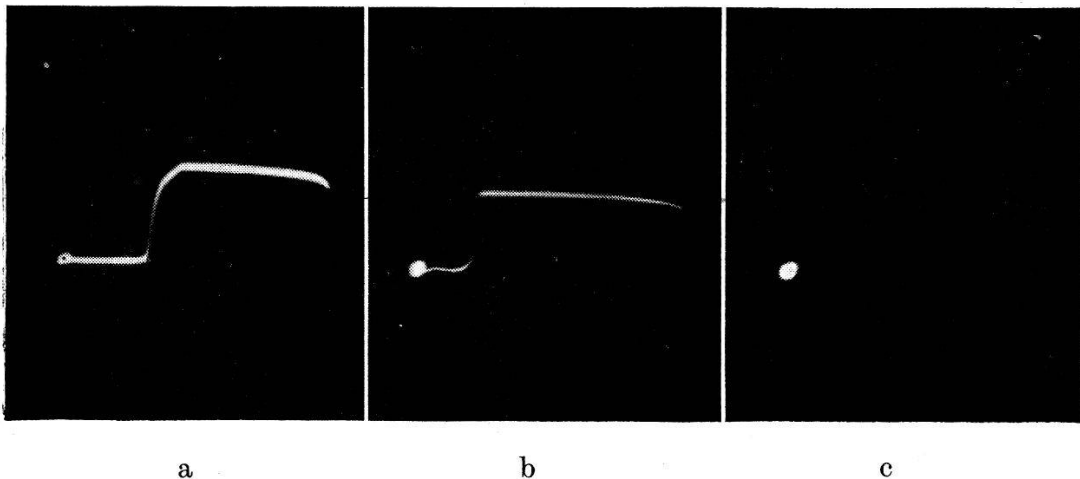


Fig. 2.

wesentliche Verfälschungen der Resultate ergeben. Der Effekt äusserte sich in einer Verkürzung der Aufbauzeiten bei Vergrößerung der Kompensationsspannung V_k . Es wurden daher je nach Größenordnung der zu untersuchenden Zeiten für R_1 Werte zwischen 800Ω und $20 k\Omega$, für R_2 Werte zwischen 300Ω und $150 k\Omega$ verwendet. Die sich so zusammen mit den Kapazitäten und Induktivitäten der Anordnung ergebende Geschwindigkeit des Stromanstieges an den Elektroden begrenzte die Anwendbarkeit der Anordnung auf Zeiten von einigen 10^{-7} s. Kürzere Zeiten konnten nurmehr qualitativ festgestellt werden.

Die Eichung der Anordnung erfolgte durch Probeaufnahmen mit periodischen Wechselströmen bekannter Frequenz.

Die Messwerte innerhalb einer Messreihe waren auf etwa $\pm 10\%$ reproduzierbar, wenn das gleiche Rohr mit der gleichen Gasfüllung verwendet wurde.

Bei Kathodenstrahlröhren mit nachleuchtendem Schirm machten sich Schirmladungen störend bemerkbar. Wenn der Strahl nach einer Dunkelpause plötzlich freigegeben wurde, verstrich nämlich eine ziemlich lange Zeit bis zur gleichmässigen Aufladung des Schirmes (ca. $1/10$ — 2 s). Vorher zeigten sich bei den meisten Röhren kräftige Bildverzerrungen, die das Rohr zur Messung kurzer einmaliger Vorgänge mit Nachbeschleunigungsspannung unwendbar machten. Der Effekt war von Rohr zu Rohr verschieden stark, und es musste aus einer grösseren Anzahl eines ausgewählt werden, das ihn wenig zeigte.

In Fig. 2 sind einige der aufgenommenen Oszillogramme reproduziert.

b) Die Versuchsrohre und Gase.

Für die Messungen wurden sechs verschiedene Versuchsrohre hergestellt. Drei davon hatten genau dieselbe, in Fig. 3 dargestellte Form und unterschieden sich nur in den Lineardimensionen der

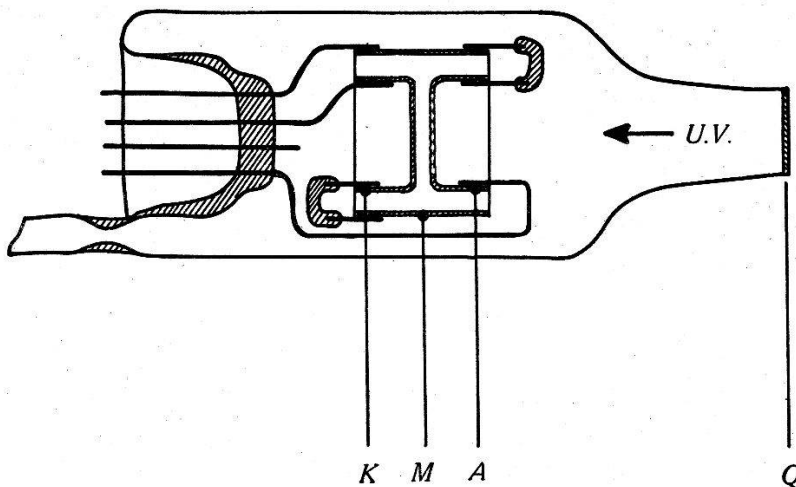


Fig. 3.

Elektroden, die von Rohr zu Rohr um den Faktor 2,5 variierten. Die Abstände von Anode und Kathode betrugen 1,3, 3,0 und 7,5 mm. Die Kathode *K* und die gelochte Anode *A* waren nach dem ROGOWSKI-Profil¹⁷⁾ abgerundet. Ein Schutzmantel *M* schützte die Entladungsstrecke vor Wandladungseinflüssen. Die Kathode wurde durch die Öffnungen der Anode und durch das Quarzfenster *Q* mit ultraviolettem Licht bestrahlt. Als Elektrodenmaterial wurde Nickel verwendet.

Diese Rohre dienten der Untersuchung der Aufbauzeiten bei homogenem Feld und kleinen Überspannungen. Sie gestatteten gleichzeitig eine Prüfung des zeitlichen Ähnlichkeitsgesetzes.

Ein viertes Rohr war sehr ähnlich konstruiert, aber die Anode war durch zwei getrennt herausgeführte Spitzen aus feinem Nickeldraht (\varnothing 0,2 mm) ersetzt, deren Abstände von der Kathode 0,5 und 5 mm betragen. Dieses Rohr diente den Messungen bei inhomogenen Feldern.

Zwei weitere Rohre waren mit verschiebbaren Elektroden von ca. 40 mm Durchmesser ausgerüstet. Sie wurden für Messungen der Abstandsabhängigkeit der Aufbauzeit bei konstanter Feldstärke verwendet. Die Verschiebung der Elektroden erfolgte durch eine mittelst eines Magneten betätigte Schraube; die Konstruktion dieses Mechanismus entsprach der von MEILI¹⁸⁾ angegebenen. Auf eine Unterteilung der Elektroden wie bei MEILI und auf einen Wandladungsschutz wurde hier verzichtet. Elektrodenmaterial war wiederum Nickel, das für einige Messungen mit dem durch thermischen Zerfall von Bariumazid erhaltenen Gemisch von metallischem Barium und Bariumnitrid überzogen war.

Die Rohre waren in Kolben aus Jenaer-Geräteglas oder Pyrex eingeschmolzen und die Quarzfenster wurden mittelst der zehn Zwischengläser von Schott & Gen. aufgesetzt. Als Durchführungs-materialien dienten Molybdän- oder gehämmerte Wolframdrähte. Entgasung und Evakuierung erfolgten mit den üblichen Methoden der Hochvakuumtechnik. Die Nickelteile wurden zunächst in Salpetersäure (40%) gebeizt, dann in gewöhnlichem und destilliertem Wasser gründlich gespült und anschliessend während einiger Stunden bei 900° C im Hochvakuum entgast. Vor dem Füllen wurde das fertige Rohr wiederum während mehrerer Stunden bei 520° C an der Pumpe ausgeheizt und die Metallteile wurden neuerdings im Hochfrequenzfeld bis zur Grenze des Verdampfens erhitzt. Quecksilberdämpfe der Diffusionspumpe und andere Dämpfe wurden durch eine Kühlfalle mit flüssiger Luft oder Kohlensäureeis ausgefroren; zwischen Kühlfalle und Versuchsrohr befanden sich keinerlei Schliffe und Hahnen. Die verwendeten Gase wurden in abgeschmolzenen Glasflaschen von 1 Liter Inhalt gekauft. Argon, Krypton und Wasserstoff stammten von der Firma Griesogen. Neon, Helium und ein weiterer Teil des Argons kamen von der amerikanischen Linde-Gesellschaft und waren als spektralrein bezeichnet. Xenon wurde bei der Philips-Lampen A.G. in Eindhoven bezogen und sollte eine Reinheit von mindestens 99,9% aufweisen. Stickstoff wurde durch Zerfall von Natriumazid gewonnen. Eine

Nachreinigung der Gase erfolgte nur bei Krypton und Xenon durch Ausfrieren, während sich bei den andern Gasen die Massnahmen auf möglichste Vermeidung nachträglicher Verunreinigung beschränkten. So wurden nicht nur die Rohre, sondern auch die Ansatzstutzen der Edelgasflaschen und alle Teile, die mit dem Edelgas während längerer Zeit in Berührung standen, nach Möglichkeit entgast.

3. Berechnung der Aufbauzeiten.

TANK und GRAF¹⁹⁾ zeigten erstmals experimentell, dass der Stromanstieg bei der Niederdruckentladung in reproduzierbarer Weise erfolgt. Die wichtigsten experimentellen Unterlagen über den Aufbau von Niederdruckentladungen sind in einer Arbeit von STEENBECK¹⁵⁾ enthalten, während SCHADE³⁾ in einigen Spezialfällen die Abhängigkeit von der Überspannung untersucht. Berechnet wurde die Aufbauzeit von verschiedenen Autoren, so z. B. von STEENBECK, SCHADE und von BARTHOLOMEYCZYK¹⁾. STEENBECK und SCHADE rechnen mit Volumionisation (α) und mit Elektronenbefreiung durch positive Ionen an der Kathode (γ). BARTHOLOMEYCZYK geht von den Trägerbilanzen aus, die er integriert, und er lässt auch Elektronenbefreiung an der Kathode durch das Eigenlicht der Entladung zu. Da Mitberücksichtigung einer Photoionisierung im Gasraum bei nicht zu grosser Absorption zu sehr ähnlichen Ergebnissen führen muss, ist diese Rechnung für uns brauchbar. Sie sei daher kurz wiedergegeben, wobei wir auf die für uns unwesentliche Verfeinerung durch Einbeziehung der Wanddiffusion verzichten. Wir rechnen also mit einer seitlich unendlich ausgedehnten Entladung und setzen zunächst voraus, dass die Rückwirkung, die zur Elektronennachlieferung führt, an der Kathode stattfinden soll. Den Ladungsträgern sollen die einheitlichen Geschwindigkeiten v_+ und v_- zukommen — eine Annahme, die im Hinblick auf die etwa 10^3 Zusammenstösse, die ein Träger auf seinem Weg von einer Elektrode zur andern erlebt, sehr weitgehend gerechtfertigt ist. Die Trägerkonzentrationen bezeichnen wir, wie eingangs erwähnt, mit n_+ und n_- , die Stromdichten mit i_+ und i_- und die Koeffizienten der einzelnen Elementarprozesse mit α , ε , γ und δ . x -Achse des Koordinatensystems und Feld seien parallel.

Die Bilanzgleichungen lauten dann bekanntlich

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} (v_- n_-) + \alpha v_- n_- \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (v_+ n_+) + \alpha v_- n_- \quad (2)$$

Einführung der Stromdichten ergibt

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{i_-}{v_-} \right) = - \frac{\partial i_-}{\partial x} + \alpha i_- \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{i_+}{v_+} \right) = \frac{\partial i_+}{\partial x} + \alpha i_+ . \quad (4)$$

BARTHOLOMEYCZYK integriert mit dem Ansatz

$$i_-(x, t) = e^{\lambda t} \cdot j_-(x) \quad (5)$$

$$i_+(x, t) = e^{\lambda t} \cdot j_+(x) . \quad (6)$$

Er findet unter Verwendung der Abkürzung $\frac{1}{v_+} + \frac{1}{v_-} = \frac{1}{v}$

$$j_-(x) = C \cdot e^{\int_0^x \left(\alpha - \frac{\lambda}{v_-} \right) dx} \quad (7)$$

$$j_+(x) = e^{\int_0^x \frac{\lambda}{v_+} dx} \left(C' - C \int_0^x \alpha e^{\int_0^x \left(\alpha - \frac{\lambda}{v} \right) dx} dx \right) \quad (8)$$

Die Randbedingungen hängen nun davon ab, welche Effekte für die Elektronenbefreiung an der Kathode angenommen werden. Wir rechnen hier mit Rückwirkung durch positive Ionen ($\alpha - \gamma$ -Effekt), durch Photoeffekt ($\varepsilon - \delta$ -Effekt) und mit einem durch Fremdlicht an der Kathode ausgelösten Vorstrom J_0 . (Berücksichtigung der Elektronenauslösung durch herandiffundierende metastabile Atome [M. A.] ist in einfacher Weise nicht möglich, da Annahme einer einheitlichen Driftgeschwindigkeit sinnlos wäre. Immerhin ist der Einfluss bei den Messungen erkennbar; wir kommen darauf zurück.)

Die Randbedingungen lauten dann:

an der Kathode

$$i_-(0) = i_0 + \gamma i_+(0) + g \cdot \delta \int_0^d i_-(x) \varepsilon(x) e^{-kx} dx \quad (9)$$

oder

$$j_-(0) = \frac{i_0}{e^{\lambda t}} + \gamma j_+(0) + g \delta \int_0^d j_-(x) \varepsilon(x) e^{-kx} dx \quad (10)$$

an der Anode

$$i_+(d) = 0; j_+(d) = 0. \quad (11)$$

Daraus folgt

$$1 = \frac{i_0}{i_-(0)} + \gamma \int_0^d \alpha e^{\int_0^x \left(\alpha - \frac{\lambda}{v} \right) dx} dx + g \delta \int_0^d \varepsilon(x) e^{\int_0^x \left(\alpha - \frac{\lambda}{v} \right) dx - kx} dx. \quad (12)$$

Gleichung 12 ist die verallgemeinerte Townsendsche Zündbedingung, die wir diskutieren werden. Hier sei nur bemerkt, dass die Glieder der rechten Seite der Reihe nach vom Fremdstrom, von der Elektronenbefreiung durch positive Ionen und von der Photorückwirkung herrühren. Einer eventuellen Absorption des Entladungslichtes im Gasraum ist durch den Faktor e^{-kx} Rechnung getragen (vgl. 20)).

4. Abstandsabhängigkeit der Aufbauzeit im homogenen Feld bei konstanter Feldstärke. Rückwirkungsmechanismus. Messergebnisse.

a) Abstandsabhängigkeit.

Die nachfolgenden Untersuchungen machen von der zuerst von ROGOWSKI²⁾ erkannten Tatsache Gebrauch, dass unter Umständen die Instabilität eines an sich untergeordneten Rückwirkungsmechanismus für die Aufbauzeit einer Entladung ausschlaggebend sein kann. Unter den speziellen Voraussetzungen unserer Rechnung und bei unwesentlichem Einfluss der Absorption wäre es, wie BARTHOLOMEJCZYK¹⁾ dargelegt hat, möglich, durch Messung der Abstandsabhängigkeit den Anteil verschiedener Elementarprozesse an der Rückwirkung genau zu trennen. Vor der Diskussion von Gleichung 12 sei diese Möglichkeit anschaulich dargelegt.

Wir denken uns ein Rohr mit planparallelen Elektroden, deren Abstand variiert werden kann. Bei Vergrößerung des Abstandes werde auch die angelegte Spannung vergrößert, so dass die Feldstärke konstant bleibt. Wir messen nun die Anwachsgeschwindigkeit des Entladungsstromes nach Anlegen der Spannung. Bei kleinen Abständen reichen die Lawinenprodukte eines an der Kathode startenden Elektrons nicht aus, um über die verschiedenen Wege der Rückwirkung für mindestens ein Nachfolgeelektron zu sorgen; die Zündbedingung ist noch nicht erfüllt und eine selbständige Entladung ist nicht möglich.

Das ändert sich mit Erreichen eines zur Zündung hinreichenden Minimalabstandes d_z . Der Strom kann zunächst aber nur mit Hilfe aller Rückwirkungselektronen anwachsen; auch jene, die durch den langsamsten der in Frage kommenden Rückwirkungsprozesse ausgelöst werden, sind nötig. Dieser langsamste Prozess ist daher vorläufig im wesentlichen für die Aufbauzeit massgebend. Wenn wir entsprechend den vereinfachenden Voraussetzungen der vorstehenden Rechnung nur Oberflächenwirkungen an der Kathode in Betracht ziehen, bedeutet das in unserem Falle, dass der Strom erst anwächst, wenn auch eine genügende Anzahl metastabile Atome,

die grösstenteils im Anodengebiet entstehen, zur Kathode diffundiert ist.

Bei weiterer Vergrößerung von Abstand und angelegter Spannung wächst die Zahl der pro Lawine erzeugten Elementarprozesse, und für einen bestimmten Abstand d_{Ion} sind die Lawinen so gross, dass sie auch ohne Mithilfe der Metastabilen über die übrigen Wege der Rückwirkung genügend Nachlieferungselektronen bilden. Der Aufbau hängt jetzt im wesentlichen nur noch von der Laufzeit der positiven Ionen ab. Er vollzieht sich innerhalb bedeutend kürzerer Zeiten als vorher und M. A. kommen in der ersten Phase der Entladung kaum mehr zur Geltung.

Bei weiterer Steigerung von Elektrodenabstand und angelegter Spannung kommt bei d_{phot} der Moment, wo die Photonachlieferung allein die Zündbedingung erfüllen könnte und eine rein photoelektrische Entladung möglich würde. Jetzt kann der Aufbau innerhalb von einigen Elektronenlaufzeiten vor sich gehen, ohne auf die Mithilfe der relativ trägen positiven Ionen zu warten und die Aufbauzeit müsste sich nochmals um etwa zwei Grössenordnungen verkürzen.

Es ist also jeweils beim Überschreiten eines Elektrodenabstandes, der den Entladungsaufbau von einem relativ langsamen Elementarprozess unabhängig macht, eine stufenartige Verkürzung der Aufbauzeit (resp. Vergrößerung der reziproken Zeitkonstanten λ in Gl. 12) zu erwarten. Aus der Lage der entsprechenden Stufen kann auf die Bedeutung der einzelnen Elementarprozesse auch im stationären Fall geschlossen werden. Fig. 4 (S. 326) zeigt das Ergebnis der Rechnung für den Übergang vom α - γ -Effekt zum Photomechanismus. (Die Ionengeschwindigkeiten wurden dabei nach einer Formel von HERSHEY berechnet²¹⁾ ²²⁾.) Die Wirkung der M. A., die rechnerisch sehr kompliziert zu behandeln wäre, berücksichtigen wir vorläufig nicht.

Wir kommen nun zur Diskussion von Gl. 12. Für homogene Felder lassen sich die Integrale ausführen, da α , ε und die Trägergeschwindigkeiten vom Ort unabhängig werden. Man findet

$$1 = \frac{i_0}{i_-(0)} + \frac{\alpha\gamma}{\alpha - \frac{\lambda}{v}} \left\{ e^{\left(\alpha - \frac{\lambda}{v}\right)d} - 1 \right\} + g\varepsilon\delta \frac{1}{\alpha - k - \frac{\lambda}{v_-}} \left\{ e^{\left(\alpha - k - \frac{\lambda}{v_-}\right)d} - 1 \right\}. \quad (13)$$

Das erste Glied rechts kommt vom Fremdstrom J_0 , der nur solange von Bedeutung ist, als er einen merklichen Teil des gesamten Kathodenstromes $J_-(0)$ darstellt. Für unsern Fall schwacher Fremdbestrahlung vernachlässigen wir dieses Glied.

Wenn wir zunächst auch von der Photorückwirkung absehen ($\delta = 0$), verbleibt

$$1 = \frac{\alpha \gamma}{\alpha - \frac{\lambda}{v}} \left\{ e^{\left(\alpha - \frac{\lambda}{v}\right) d} - 1 \right\}. \quad (14)$$

Diese Gleichung, die verallgemeinerte Townsendsche Zündbedingung für Rückwirkung durch positive Ionen, wurde schon durch STEENBECK¹⁵⁾ unter denselben Voraussetzungen abgeleitet. STEENBECK hat auch die Abhängigkeit von λ vom Elektrodenabstand bei konstanter Feldstärke ausführlich diskutiert und gezeigt, dass die Aufbauzeit für sehr grosse Abstände einem Grenzwert zustrebt. Seine entsprechenden Messungen erfolgten dann allerdings nur in einem Abstandsbereich, in dem ein Umschlag zum Photomechanismus noch nicht eintrat, und so fand er die Annahme einer Rückwirkung durch positive Ionen bestätigt. Seine Resultate sagen aber nichts darüber aus, ob dieser Mechanismus allein massgebend ist.

Für den zur Zündung minimal notwendigen Abstand würde $\lambda = 0$ und Gl. 14 geht in die bekannte Zündbedingung $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$ über. Für grosse Elektrodenabstände strebt λ gegen den Wert

$$\lambda_{\text{Ion}}(\infty) = v [\alpha(1 + \gamma)] \cong \alpha v_+. \quad (15)$$

Im Gegensatz dazu liefert die vollständige Gleichung 12 für sehr grosse Abstände und bei nicht zu starker Lichtabsorption

$$\lambda_{\text{komb}}(\infty) \cong (\alpha - k) v_-. \quad (16)$$

Die kombinierte Rückwirkung führt also bei grossen Abständen zu viel kürzeren Aufbauzeiten, als die Rückwirkung durch positive Ionen allein, da λ im einen Falle in Verbindung mit Elektronengeschwindigkeiten, im anderen Falle aber nur in Verbindung mit Ionengeschwindigkeiten auftritt.

Zur zahlenmässigen Rechnung vernachlässigen wir in Gl. 13 auch noch λ/v , resp. λ/v_- im Nenner. Weiter ersetzen wir $(e^{(\alpha - \lambda/v) d} - 1)$, resp. $(e^{(\alpha - k - \lambda/v_-) d} - 1)$ durch $e^{(\alpha - \lambda/v) d}$ und $e^{(\alpha - k - \lambda/v_-) d}$. Der dadurch begangene Fehler bleibt innerhalb weniger Prozente und liegt weit unter der Messgenauigkeit. $1/v$ ist mit $1/v_+$ praktisch identisch. Damit erhalten wir aus Gl. 13

$$1 = \gamma e^{\left(\alpha - \frac{\lambda}{v_+}\right) d} + \frac{g \epsilon \delta}{\alpha - k} e^{\left(\alpha - k - \frac{\lambda}{v_-}\right) d}. \quad (17)$$

Im Gebiete vor dem Umschlag zum Photoeffekt ist λ noch durch die Laufzeiten der positiven Ionen bedingt und von der Grössenordnung αv_+ . Hier und bis zum Umschlag können wir λ/v_- gegenüber α vernachlässigen und damit Gl. 17 nach λ auflösen. Wir finden

$$\lambda_{\text{Ion}} = v_+ \left\{ \alpha - \frac{1}{d} \ln \frac{1}{\gamma} \left(1 - \frac{g\epsilon\delta}{\alpha-k} e^{(\alpha-k)d} \right) \right\} \quad (18)$$

im Gebiet mit massgebender Ionenrückwirkung.

Nach dem Umschlag ist praktisch nurmehr das photoelektrische Glied von Bedeutung und hier gilt näherungsweise

$$\lambda_{\text{phot}} = v_- \left\{ \alpha - k - \frac{1}{d} \ln \frac{\alpha-k}{g\epsilon\delta} \right\}. \quad (18')$$

Die aus Gl. 18 und 18' berechnete Abstandsabhängigkeit zeigt Fig. 4 (S. 326) für einen speziellen Fall. Der Verlauf für reinen Ionenmechanismus ist punktiert, während die gestrichelte Linie bei kombinierter Rückwirkung auch noch den Einfluss der Fremdelektronenemission J_0 an der Kathode berücksichtigt und also unsern Messungen entspricht, soweit die vereinfachenden Annahmen über den Mechanismus zulässig sind (der Fremdstrom bewirkt nach Anlegen der Meßspannung innerhalb von Elektronenlaufzeiten das Vorhandensein eines abstandsabhängigen Anfangsstromes).

b) Raum oder Oberflächenwirkungen des Entladungslichtes?

Einfluss der Absorption.

Unsere Versuche können aber die Frage nicht entscheiden, ob die Bildung der photoelektrisch erzeugten Elektronen im wesentlichen im Gasraum oder an der Kathodenoberfläche erfolgt. Denn die Annahme einer Photoionisierung im Gasraum statt an der Kathodenoberfläche führt bei nicht allzu starker Absorption zu quantitativ und qualitativ sehr ähnlichen Ergebnissen, wie die oben angeführte Rechnung (vgl. ²). Der physikalische Grund dafür liegt in der Tatsache, dass auch bei Photoionisierung des Gases denjenigen Elektronen, die in Kathodennähe entstehen, die weitaus grösste Bedeutung für die gesamte Ionenbildung zukommt. Beim Auftreten einer sehr starken Absorption in Verbindung mit Photoionisierung im Gasraum ($k \gtrsim \alpha$) hätten andererseits die photoelektrischen Wirkungen in der Entladung in immer geringerem Masse den Charakter einer eigentlichen Rückwirkung. Denn die Photoelektronen entstanden nun in unmittelbarer Nähe des Ortes der Lichtanregung und könnten wohl zur Verstärkung der Lawine beitragen, nicht aber allein in Verbindung mit der Stossionisierung Instabilität und

Selbständigkeit der Entladung bewirken. Sie kämen in diesem Fall in unseren Versuchen nicht zur Geltung, da bei unserer Methode der Umschlag zu Photozeiten nur auf Grund einer eigentlichen Rückwirkung eintreten kann.

Sowohl oberflächliche als auch räumliche Wirkungen des Entladungslichtes sind heute in selbständigen und unselbständigen Formen von Gasentladungen bekannt (für ältere Literaturangaben sei auf die in Abschnitt 1 erwähnten zusammenfassenden Arbeiten verwiesen). Es sei nur an die gasionisierende Strahlung erinnert, die bei der Ausbildung des Funkenkanales massgebenden Einfluss ausübt^{4) 5)}. Photoelektrische Wirkungen sind auch bei Coronaentladungen^{23) 24) 47)} und Zählrohrentladungen^{25) 46)} beobachtet worden.

SCHWIECKER²⁶⁾ weist in einer unselbständigen Entladung in Luft und Wasserstoff lichtelektrische Gas- und Oberflächenwirkungen nach (er findet in Übereinstimmung mit andern Autoren in H_2 einen geringeren Absorptionskoeffizienten als in Luft). Die Arbeiten von COSTA²⁷⁾ beschäftigen sich mit unselbständigen Entladungen und COSTAS Resultate für H_2 zeigen gleich wie unsere Messungen den ausserordentlich grossen Einfluss des Photoeffektes für die Rückwirkung in diesem Gase (in H_2 dürfte Photoelektronenauslösung an der Kathode massgebend sein). Zu erwähnen sind auch eine Notiz von CRAVATH²⁸⁾ und eine Arbeit von DECHÈNE²⁹⁾. Diese Autoren finden in Luft von Atmosphärendruck Strahlungskomponenten verschiedener Wellenlängen. Nach CRAVATH hat eine kurzwellige Komponente bei 760 Tor einen Absorptionskoeffizienten von 10 cm^{-1} und gibt eher Gasionisierung, während die andere, langwelligere Komponente etwa fünfmal weniger absorbiert wird und Photoeffekt an den Elektroden bewirkt. CHRISTOPH²⁴⁾ dagegen findet bei Untersuchungen an Coronaentladungen bei niederem Druck sehr viel grössere Werte des Absorptionskoeffizienten ($53,1 \text{ cm}^{-1}$ in Luft und $27,6 \text{ cm}^{-1}$ in H_2 , bezogen auf 760 Tor). Endlich schliesst eine Gruppe von Autoren aus der Feldstärkeabhängigkeit von γ auf den Rückwirkungsmechanismus (so z. B. FUCKS und KETTEL³⁰⁾, SCHADE³¹⁾, SCHÖFER³²⁾). Beachtenswert ist der Versuch von SCHADE, den Spannungszusammenbruch bei grösserer Stromdichte durch eine mit starker Absorption des an der Kathode wirksamen Lichtes verbundene Gasionisierung zu erklären. (Mit wachsendem Strom würde ja der Entstehungsort der Photonen nach der Kathode hin verlegt, so dass die Absorption nun weniger zur Geltung käme und die Rückwirkung unter günstigeren Bedingungen vor sich ginge.)

Für uns von grösserer Bedeutung sind Beobachtungen von GEBALLE³³⁾ und FISHER³⁴⁾, welche die Wirkungen des Lichtes einer Townsend-Entladung auf einer Photoelektrode aus Messing untersuchen und Messungen in Luft, N₂, H₂ und Ar bei niederen Drucken ausführen. Nach FISHER erreichen nur in H₂ energiereiche Photonen die Messingschicht, während in Luft und Argon die Absorption so stark wäre, dass trotz der empfindlichen Versuchsanordnung kein Photostrom an der Nachweiselektrode gemessen werden konnte. In diesem Zusammenhang sind auch Beobachtungen angeführt, nach denen in Wasserstoff die Bildung der Funkenkanäle erschwert ist (WEISSLER³⁵⁾). Die Ionisierungswirkungen kommen nämlich bei H₂ infolge der geringeren Absorption in relativ grosser Entfernung vom Entstehungsort der Photonen zur Geltung, und daher bilden sich in der Lawine nur schwächere Raumladungsfelder aus. Die Auffassung von FISHER widerspricht also derjenigen von ROGOWSKI²⁾, der bei niederen Drucken nur einen geringen Einfluss der Absorption vermutet.

Wie gesagt, können unsere Messungen die Frage nach dem Entstehungsort der photoelektrisch erzeugten Rückwirkungselektronen nicht entscheiden. Dazu wären weitere Versuche, z. B. über den Einfluss von Geometrieverhältnissen oder Oberflächeneigenschaften notwendig, wobei die von uns verwendete Methode brauchbar wäre. Die in der Literatur vorliegenden experimentellen Unterlagen sind zur Zeit noch ungenügend oder unsicher. Die oben angeführte Rechnung ist also zunächst mehr deshalb von Wert, weil ihr eine allgemeinere Bedeutung zukommt, als dies den etwas speziellen physikalischen Voraussetzungen entspricht. Sie gibt nämlich die Verhältnisse für jeden photoelektrischen Effekt der Elektronenauslösung annähernd richtig wieder, sofern ihm der Charakter einer eigentlichen Rückwirkung zukommt.

Ganz abgesehen von der Frage nach dem genauern Hergange der Photorückwirkung sind aber Untersuchungen über die Abstandsabhängigkeit der Aufbauzeit von Interesse. Denn sie können Aufschluss geben über die generelle Bedeutung des Photoeffektes in den untersuchten Formen der Niederdruckentladung. (Auch darüber liegen in der Literatur im allgemeinen nur recht widerspruchsvolle Angaben oder Vermutungen von sehr hypothetischer Natur vor, die meist auf indirektem Wege gefunden wurden.) Die Versuche zeigen auch die Brauchbarkeit der Methode, die wohl zur Klärung verschiedener ungelöster Fragen über den Mechanismus der Gasentladung dienen könnte.

Ein Rückschluss auf stromschwache stationäre Entladungen ist unabhängig vom Entstehungsort der Rückwirkungselektronen in einer gewissen Näherung zulässig. Wenn im Folgenden gesagt wird, dass x Prozent der Rückwirkungselektronen vom Photoeffekt herühren, dann bezieht sich das selbstverständlich auf eine *stationäre* Townsend-Entladung mit entsprechenden Feld-, Geometrie- und Materialverhältnissen, und die Aussage umfasst auch nur eigentliche Rückwirkungsprozesse, die Photoelektronen in Kathodennähe liefern.

c) Wirkung der metastabilen Atome (M. A.).

Auch der Einfluss metastabiler Effekte im Gasraum und an der Kathode ist, wie Reststromversuche beweisen, nicht ausser acht zu lassen (vgl. z. B. GRANOWSKI³⁶), PAETOW³⁷), HOFFMANN³⁸). Die Wirkung M. A. ist in einer zusammenfassenden Arbeit von ROGOWSKI¹³) eingehend behandelt und das Diffusionsproblem ist dort für den stationären Fall gelöst. Im nichtstationären Fall wäre die genaue Form der Stufe, die dem Überflüssigwerden der metastabilen Rückwirkung für den Aufbau entspricht, sehr kompliziert zu behandeln. Aber schon Kenntnis ihrer Breite lässt zumindest grössenordnungsmässige Rückschlüsse auf den stationären Fall zu. Jedenfalls ist die Existenz einer solchen Stufe nicht, wie BARTHOLOMEYCZYK¹) meint, davon abhängig, dass die Rückwirkung durch M. A. jene durch pos. Ionen an Bedeutung überträfe. Während räumliche Effekte (gegenseitiger Stoss M. A.) wiederum nur in sehr beschränktem Umfang den Charakter einer eigentlichen Rückwirkung haben und daher in unseren Kurven nicht zum Ausdruck kommen können, scheint sich die Elektronenauslösung durch M. A. an der Kathode bemerkbar zu machen. Es wurden nämlich in der Nähe des Zündabstandes sehr lange Aufbauzeiten gemessen und dementsprechend weisen die $\frac{1}{t}(U)$ -Kurven zu Beginn einen fast horizontalen Anfangsteil auf, werden dann steiler und gehen über einen Wendepunkt in jene Form über, die auf Grund der Rückwirkung durch positive Ionen zu erwarten ist. (Bei den in Fig. 5—9 dargestellten Messresultaten ist das Anfangsgebiet der bessern Anschaulichkeit wegen jeweils mit zehnfach vergrösserter $\frac{1}{t}$ -Achse dünn eingezeichnet.) Die metastabilen Wirkungen sind — absolut genommen — bei He am grössten und bei den schweren Edelgasen am kleinsten — vielleicht entsprechend den mit wachsendem Atomgewicht abnehmenden metastabilen Anregungsenergien (21 V bei He, 16 V bei Ne, um 10 V bei den übrigen Edelgasen). Im statio-

nären Zustand dürfte für Edelgase der Anteil der M. A. am Rückwirkungsprozess etwa 5—25% betragen.

Bei H_2 wird — entsprechend dem Fehlen M. A. (vgl. ³⁹⁾ ⁴⁰⁾ ⁴¹⁾) — auch keine metastabile Anfangsstufe beobachtet und es treten keine so langen Aufbauzeiten für kleine Überspannungen auf.

d) Bemerkungen zu den Messresultaten.

Messungen der Aufbauzeit für konstante Feldstärke erfolgten in He, Ar, Kr, Xe, N_2 und H_2 sowie in Ne-Ar-Gemisch. Fig. 5—12 zeigen die (durch Mittelung aus mehreren Messreihen) gefundenen Resultate. Dabei wurden die *reziproken Werte* der gemessenen Aufbauzeiten aufgetragen, die der reziproken Zeitkonstanten λ bis auf die Korrektur für den abstandsabhängigen Anfangsstrom proportional sind. Bei Gültigkeit des für die Rechnung vorausgesetzten Mechanismus müsste man also Abhängigkeiten erwarten, die der gestrichelten Kurve in Fig. 4 entsprechen.

Der Charakter der Kurven entspricht tatsächlich den Erwartungen. Im Gebiete des α - γ -Mechanismus, wo eine quantitative Prüfung möglich ist, wurde auch befriedigende Übereinstimmung mit den auf Grund der α -Werte*) und Ionengeschwindigkeiten**) berechneten Zeiten gefunden. Der Übergang vom Ionen- zum Photomechanismus erfolgt nicht mit der rechnerisch zu erwartenden Schärfe. Der Grund dafür ist zu einem wesentlichen Teil bei der elektrischen Trägheit der Apparatur zu suchen, die von den zur Erreichung brauchbarer Versuchsbedingungen unvermeidlichen Dämpfungswiderständen herrührt. Weiter tragen die in der Rechnung nicht berücksichtigten photoelektrischen und metastabilen Effekte im Gasraum zur Verwischung des Umschlages bei (statistische Schwankungen in den Trägergeschwindigkeiten dürften, wie erwähnt, keine Rolle spielen). Der für rein photoelektrische Rückwirkung kritische Minimumabstand kann also nur annähernd bestimmt werden. Bei den folgenden approximativen Zahlangaben über den prozentualen Anteil des Photoeffektes an der Gesamtrückwirkung im stationären Fall wurde angenommen, dass sicher Photomechanismus ausschlaggebend war, wenn die gemessene Aufbauzeit den Wert der Laufzeit eines Ions von der Anode zur Kathode

*) Zusammenstellung der massgebenden Zahlwerte bei DRUYVESTYEN und PENNING⁸⁾.

**) Die Ionengeschwindigkeiten können auf Grund der Beweglichkeiten abgeschätzt oder nach einer Formel von HERSHEY²¹⁾, ²²⁾ berechnet werden. Unsere Ergebnisse stehen in befriedigender Übereinstimmung mit denen von STEENBECK¹⁵⁾.

unterschritt. Dagegen wurde sicher wesentliche Mitwirkung der positiven Ionen auch beim Aufbau angenommen, solange die tatsächlich gemessenen $\frac{1}{t}$ -Werte sich von der für reine Ionenrückwirkung extrapolierten Kurve nicht mehr als um einen Faktor 2 unterschieden.

Die Messreihen wurden meist bei einem Elektrodenabstand d_z von 2,8 oder 3,5 mm begonnen und der Gasdruck wurde so gewählt, dass dieser Abstand merklich grösser als der Minimumabstand war. Der Abstand d_z , bei dem gerade die Zündspannung an das Rohr angelegt wurde, ist bei jeder Kurve angegeben. Die Gasdrucke sind auf 0° C umgerechnet. Ein Querschnitt der meist verwendeten Elektroden ist in Fig. 5 eingezeichnet. Die Anode war mit ca. 350 Löchern von 0,8 mm \varnothing versehen, durch die das ultraviolette Licht auf die Kathode auftreffen konnte. Es löste dort einen Photostrom von etwa $5 \cdot 10^{-13}$ A aus, der infolge Gasverstärkung je nach dem jeweiligen Abstand einen Anfangsstrom von $1-5 \cdot 10^{-11}$ A lieferte (dieser war innerhalb Elektronenlaufzeiten ausgebildet).

Die Ergebnisse sind für die einzelnen Gase sehr verschieden.

Überhaupt keine photoelektrischen Instabilitäten zeigen in dem untersuchten Spannungsbereich (bis 630 V) He, Ne-Ar-Gemisch und N₂. Kurvencharakter und Grösse der Aufbauzeiten sprechen dafür, dass in diesen Gasen bei den vorliegenden Bedingungen positive Ionen und M. A. für die Rückwirkung massgebend sind, und der Anteil des Photoeffektes dürfte kleiner als 0,1% sein. Auch Verwendung von Ba-Elektroden ergab bei He keinen Umschlag.

Bei Argon liegt für Nickelelektroden der Umschlag bei verschiedenen Anfangsverhältnissen immer etwa im Gebiet des doppelten Zündabstandes. Lichtwirkungen dürften 1,6–7% der gesamten Rückwirkung ausmachen (im stationären Fall!). Bei Verwendung von Barium-Kathode änderte sich die Umschlagspannung nicht stark, trotzdem nun bessere lichtelektrische Ausbeute der Kathode zu erwarten wäre (der Anteil des Photoeffektes am Rückwirkungsmechanismus ist bei Ba-Elektroden also noch kleiner). Ob diese Beobachtung für Lichtwirkung im Gasraum spricht, sei hier dahingestellt.

Bei den schweren Edelgasen tritt photoelektrische Instabilität schon früher auf (Kr ca. 5%, Xe ca. 15% Photoanteil), während die langen, wohl auf M. A. zurückzuführenden Aufbauzeiten auf einen kleineren Spannungsbereich beschränkt sind, als bei He, Ne-Ar-Gemisch, und Ar.

Fig. 4—12.

Abhängigkeit der Aufbauzeit vom Elektrodenabstand für konstante Feldstärke.

Die Aufbauzeiten, deren *reziproke* Werte ($1/t$) als Ordinaten aufgetragen sind, beziehen sich auf einen Strombereich von $10^{-11} - 10^{-4}$ A. Die angelegte Spannung U ist dem Elektrodenabstand proportional; d_z bezeichnet also Zündabstand und Zündspannung. Bei Fig. 5—9 ist der Anfangsteil der Kurven mit 10fach vergrößerter $1/t$ -Achse dünn eingezeichnet. Die Gasdrucke sind auf 0° C umgerechnet.

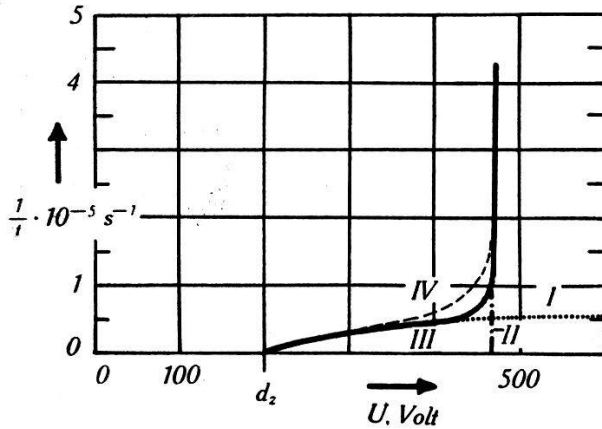


Fig. 4.

Berechnete Abstandsabhängigkeit.
 Kurve I: reine Ionenrückwirkung.
 Kurve II: reine Photorückwirkung.
 Kurve III: kombinierte Rückwirkung entspr. I und II; Photoanteil ca. 0,3%.
 Kurve IV: entspr. Kurve III, aber mit Berücksichtigung des abstandsabhängigen Anfangstromes bei konst. Fremdbestrahlung der Kathode.

Annahmen: $V_z = 200$ V; $d_z = 0,35$ cm; $\eta = 2,2 \cdot 10^{-2} V^{-1}$; $v_+ = 3,4 \cdot 10^5$ cm/s; $v_- = 100 \cdot v_+$; $J_a = 10^{-11}$ A; $J_e = 10^{-4}$ A; $J_e/J_a = 10^7 = e\lambda t$; $\lambda = 16/t$.

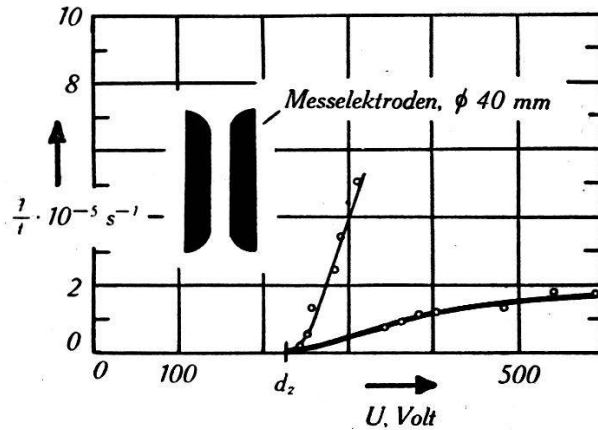


Fig. 5.

He, gemessen.

$p = 7,5$ Tor, $d_z = 0,28$ cm.

Kein Photoumschlag.

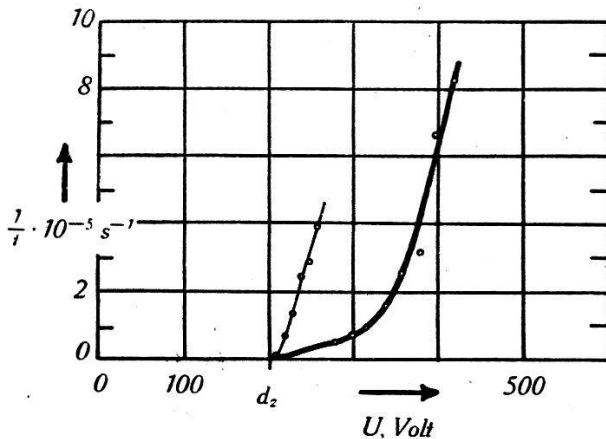


Fig. 6.

$p = 2,59$ Tor; $d_z = 0,35$ cm.

Anteil des Photoeffektes an der Rückwirkung zwischen 1,6% und 7% im stationären Fall.

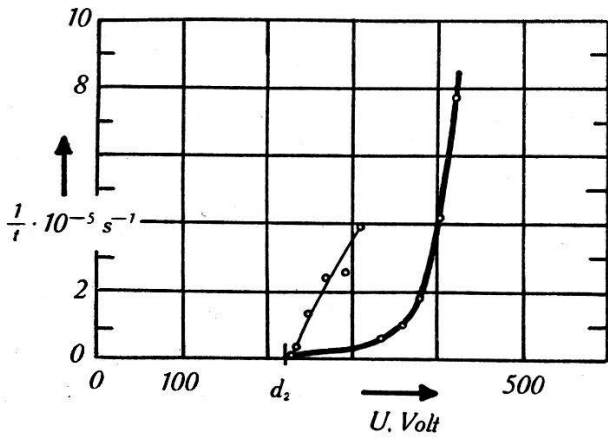


Fig. 7.

Kr, gemessen.

$p = 2,9$ Tor, $d_z = 0,35$ cm.
Photoanteil an der Rückwirkung im stationären Fall ca. 1,5%–9%.

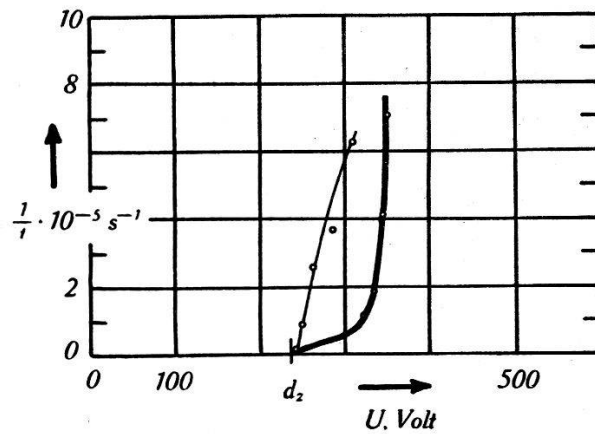


Fig. 8.

Xe, gemessen.

$p = 2,25$ Tor, $d_z = 0,35$ cm.
Photoanteil ca. 9%–20%.

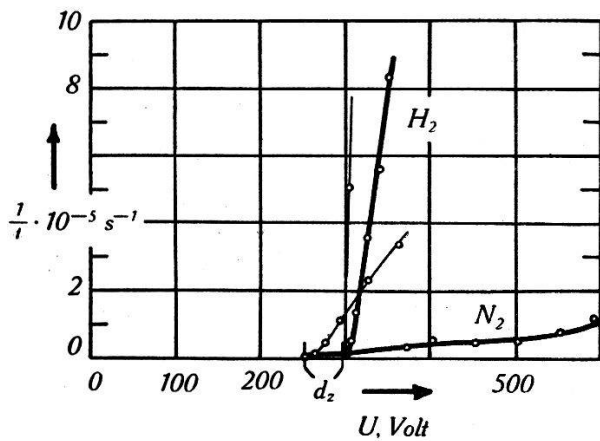


Fig. 9.

H_2 und N_2 .

N_2 : 1,85 Tor, $d_z = 0,35$ cm.
Kein Photoumschlag.

H_2 : 5,1 Tor, $d_z = 0,35$ cm.
Photoanteil > 60%.

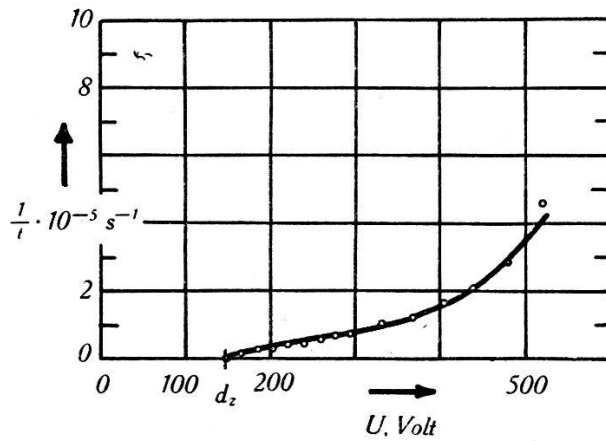


Fig. 10.

Ne- Ar-Gemisch, 99% Ne, 1% Ar.

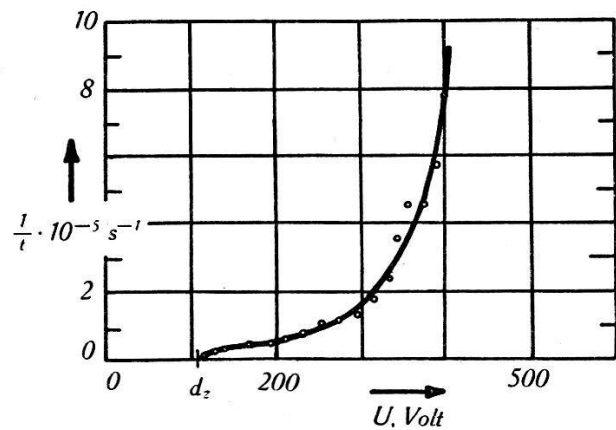
 $p = 7,1 \text{ Tor}$; $d_z = 0,28 \text{ cm}$.Kein eigentlicher Photoumschlag
(Anstieg der Kurve wegen Raum-
wirkungen von M. A. und Licht?)

Fig. 11.

Ar, *Bariumkathode*. $p = 2,4 \text{ Tor}$; $d_z = 0,35 \text{ cm}$.

Photoanteil ca. 0,3%–4%.

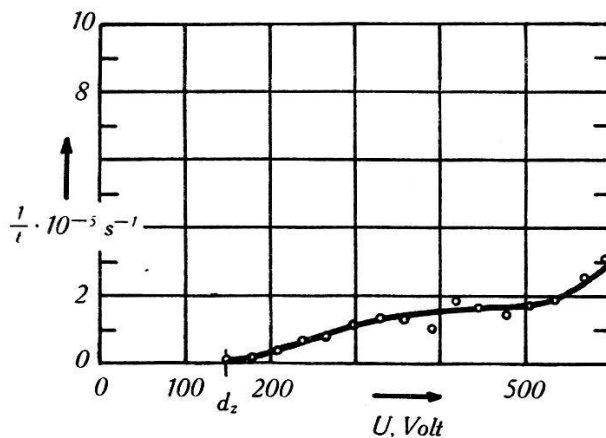


Fig. 12.

He, *Bariumkathode*. $p = 6,35 \text{ Tor}$, $d_z = 0,35 \text{ cm}$.

Kein Photoumschlag.

In Übereinstimmung mit den indirekten Beobachtungen COSTAS²⁷⁾ wurde in H_2 ein sehr grosser Anteil des Photoeffektes am Rückwirkungsprozess festgestellt und die entsprechende Kurve zeigt keine eigentliche, auf $\alpha - \gamma$ -Mechanismus zurückzuführende Stufe. Auf eine Deutung des sehr verschiedenen Verhaltens von H_2 und N_2 sei hier verzichtet und es sei nur auf eine gewisse Analogie zwischen unsern Beobachtungen und denen von FISHER³⁴⁾ hingewiesen.

5. Einfluss der Aufbauzeit auf die Stabilität einer Townsend-Entladung Kleine Überspannungen. Inhomogene Felder.

Die vorstehenden Betrachtungen lassen beim Anlegen einer Spannung, die die Zündspannung nur wenig übersteigt, abgesehen vom statistischen Zündverzug einen sehr langsamen Aufbau erwarten. Tatsächlich sind, wie schon SCHADE³⁾ gefunden hat, Zeiten von einigen Zehntelsekunden leicht und reproduzierbar zu messen — auch dann, wenn man Wadladungen und sonstige störende Einflüsse ausschaltet. Das ist an sich nicht erstaunlich, da ja gerade in der Nähe der statischen Charakteristik die langsamsten Rückwirkungsprozesse den zeitlichen Verlauf des Entladungsaufbaues im wesentlichen bestimmen.

Diese Aufbauzeiten sind nun neben der Stromspannungscharakteristik für den Spannungsbereich, innerhalb dem ein stromschwacher Zustand stabil ist, von ausschlaggebender Bedeutung. Ihre ungefähre Kenntnis ist daher auch für die Technik wichtig, denn sie bedingen z. B. die für gewisse Steuerzwecke notwendige Leistung und Zeit (Glimmrelais).

Mit der Stromspannungscharakteristik der Townsend-Entladung beschäftigen sich besonders Arbeiten von SCHADE⁴²⁾, BÜTTNER⁴³⁾ und MEILI¹⁸⁾. Die reine Townsendsche Theorie des Durchschlages mit den zugehörigen Erweiterungen über Rückwirkung lässt bei kleinen Strömen einen horizontalen Verlauf erwarten. Berücksichtigung des Einflusses der Entladungsprodukte gibt eine Anfangsneigung, und da die Entladungsprodukte meist stromdichtebegünstigend wirken, beobachtet man im allgemeinen eine fallende Anfangscharakteristik. Das Experiment ergab für homogene Felder bei reinen Gasen in einem weiten Strombereich linearen Abfall. Erst bei grösseren Stromdichten und damit durch Raumladung merklich verzerrtem Feld wird der Abfall viel steiler; es kommt zum sehr rasch verlaufenden Raumladungskippen. Später schliessen sich der Reihe nach das bekannte horizontale Gebiet der normalen Ent-

ladung, der steigende Ast der anormalen Entladung und der Umschlag in den Lichtbogen an.

Wir betrachten nun im folgenden eine Anordnung nach Fig. 13, wobei das Rohr eine linear fallende Anfangscharakteristik aufweisen soll. Die Eigenkapazität sei in C inbegriffen.

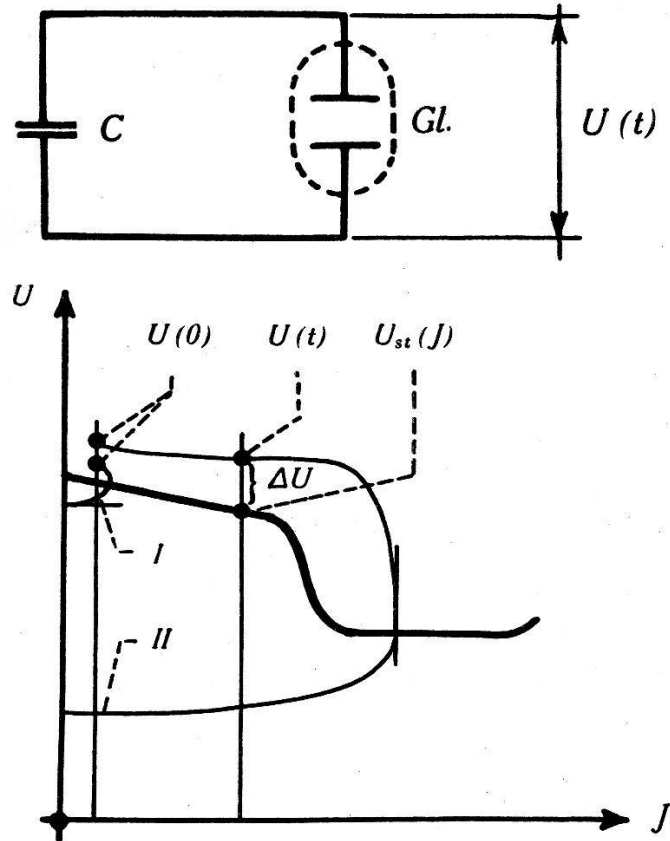


Fig. 13.

Dynamische Charakteristiken.

Kurve I: stabiler Fall. Kurve II: labiler Fall.

Maßstäbe willkürlich angenommen.

Wir bezeichnen die am Rohre liegende Spannung mit $U(t)$, den Ionen- und Elektronenstrom im Rohr mit $J(t)$ und für die statische Stromspannungscharakteristik schreiben wir im Bereich kleiner Ströme

$$U_{st}(J) = U_{st}(0) - c_1 J; \quad c_1 = \frac{dU_{st}}{dJ}. \quad (19)$$

Die Bedeutung von $\Delta U(t)$ ergibt sich aus Fig. 13 als $\Delta U(t) = U(t) - U_{st}(J)$; je nach Vorzeichen haben wir Aufbau oder Abklingen der Entladung.

Nun ist $\frac{dJ}{dt} = f(J, U)$ und für Zustände in der Umgebung der statischen Charakteristik verwenden wir als Näherung

$$\frac{dJ}{dt} = c_2 J c_3 \Delta U. \quad (20)$$

(Während die Annahme einer Proportionalität von dJ/dt mit J und damit mit der schon vorhandenen Trägerzahl naheliegt, ist die Abhängigkeit von der Überspannung erfahrungsgemäss nicht genau linear, der Ansatz aber für kleine Abweichungen von den Spannungen der statischen Charakteristik als erste Näherung gerechtfertigt.)

Wir berechnen nun noch $\Delta U(t)$

$$\Delta U(t) = \Delta U(0) + c_1 \{J(t) - J(0)\} - \frac{1}{C} \int_0^t J dt. \quad (21)$$

Wenn wir das in Gl. 20 einsetzen und differenzieren, finden wir eine Differentialgleichung zwischen $J(t)$ und t . Integration und Diskussion liefern aber ausser einer Kippbedingung, die wir auch direkt erhalten können, nichts Neues.

An unserer Anordnung sei zur Zeit $t = 0$ ein Zustand $\Delta U(0) \gtrsim 0$, $J(0)$ realisiert. Da die Spannung über der Brennspannung für den entsprechenden Strom liegt, kommt es zunächst zu einem Stromanstieg, wobei die nötige Ladung durch die Kapazität C geliefert werden muss. ΔU wird einerseits durch Entladung von C verkleinert, andererseits aber infolge der mit wachsendem Strom abnehmenden Brennspannung der Entladung vergrössert. Je nach dem Überwiegen des einen oder anderen Effektes sind zwei Fälle möglich. Entweder tritt schon bald ein Abklingen des Stromes ein, bevor ein grösserer Stromstoss erfolgt ist (Fig. 13, Kurve I) oder aber der Strom wächst so lange an, bis ein flacherer Teil der Stromspannungscharakteristik ein weiteres Anwachsen der Überspannung verunmöglicht, worauf die Entladung nach einem mit beträchtlichem Energieumsatz verbundenen Durchkippen erlischt (Fig. 13, Kurve II). Ob Fall I oder II eintritt, ist durch die Grösse der zu Beginn vorhandenen Überspannung bedingt. Denn von ihr hängt die Zeit des Vorganges und damit die Ladungsmenge ab, die für das Anwachsen des Stromes um einen bestimmten Wert benötigt wird.

Als Kippbedingung fordern wir im Gebiet der Anfangscharakteristik

$$\frac{d\Delta U}{dt} \geq 0. \quad (22)$$

In Verbindung mit Gl. 21 ergibt sich

$$\frac{d\Delta U}{dt} = c_1 \frac{dJ}{dt} - \frac{J}{C} \quad (23)$$

und unter Verwendung von Gl. 20 findet man nach kurzer Umrechnung die Kippbedingung

$$\Delta U_k \geq \frac{1}{c_1 c_2 c_3} \cdot \frac{1}{C}. \quad (24)$$

Gl. 24 gibt bei gegebenen Eigenschaften der Entladungsstrecke jene Überspannung, die mindestens vorhanden sein muss, um ein Durchzünden zu gewährleisten. Wie aus der Definition der Konstanten c_1 , c_2 und c_3 hervorgeht, ist diese Überspannung umso kleiner, je stärker die Anfangscharakteristik der Entladung geneigt ist und je kürzer die Aufbauzeit ist. Erwartungsgemäss sinkt sie auch mit wachsender Kapazität.

Bei der *Steuerung einer Relaisglimmstrecke* mit sehr kleiner Leistung ist es ebenfalls notwendig, dass das Steuerorgan imstande ist, die Kippüberspannung zu erzeugen, worauf die beim Durchzünden entstandenen Entladungsprodukte z. B. zur Einleitung der Entladung in einer Nachweisstrecke verwendet werden können. (Falls die Kippüberspannung nicht erreicht wird, erfolgt nur stabiles Brennen der Steuerstrecke mit dem verfügbaren Steuerstrom oder es treten kleine Kipperschwingungen im Townsendgebiet auf, und der relativ geringe, auf lange Zeiten verteilte Leistungsumsatz ist für technische Zwecke ungeeignet.)

Man erkennt nun auch, dass die Mindestleistung, die notwendig ist, um nach Erreichen der Zündspannung die Entladung auch noch zum Durchkippen zu bringen, unabhängig von der Kapazität durch den Faktor $\frac{1}{c_1 c_2 c_3}$ gegeben ist und also nur von Aufbauzeit und Anfangsneigung abhängt. Wenn — wie bei unserer bisherigen Betrachtung — das Steuerorgan während des Entladungsaufbaues keine weitere Leistung abgibt, ist auch die notwendige Kippüberspannung bei gegebener Anordnung vom anfänglichen Entladungsstrom unabhängig.

Für ein Steuerorgan mit Sättigungscharakter, das einen konstanten Steuerstrom J_{st} zu liefern imstande wäre (z. B. Photozelle oder Ionisationskammer) ergäbe eine analoge Rechnung die Kippbedingung

$$\Delta U_k \geq \frac{1}{c_1 c_2 c_3} \frac{1}{C} \left(1 - \frac{J_{st}}{J}\right). \quad (25)$$

Bei Ohmschem Widerstand des Steuerorganes tritt Kippen natürlich immer ein, wenn die Stromspannungscharakteristik des Steuerorganes flacher verläuft, als die der Entladungsstrecke (KAUFMANNsche Bedingung). Andernfalls ist stabiles Brennen bei sehr kleinen Strömen möglich.

In jedem einzelnen Falle ist zu prüfen, ob der angewandte Steuerimpuls oder im Entladungsmechanismus begründete statistische Effekte die notwendige Kippüberspannung erwarten lassen oder ob nur kleine Kippschwingungen und stabiles Brennen im Townsend-Gebiet auftreten.

Wir können in der Kippbedingung (Gl. 24) noch statt der Überspannung ΔU den für Kippen notwendigen Mindestwert der reziproken Zeitkonstanten λ einführen und finden nun als Kippbedingung

$$\lambda_k \geq \frac{1}{c_1} \cdot \frac{1}{C}; \quad c_1 = \frac{dU_{st}}{dJ}. \quad (26)$$

Bei homogenen Feldern kann mit exponentiellem Stromanstieg gerechnet und $\lambda(\Delta U)$ den Messungen Fig. 14—21 ungefähre entnommen werden. Zusammen mit den vorliegenden experimentellen Unterlagen über die Anfangscharakteristik der Townsend-Entladung (¹⁸) ⁴²) ⁴³) kann Gl. 26 Anhaltspunkte über die ungefähre Grösse der zum Durchkippen notwendigen Überspannung in manchen Fällen geben.

Zahlbeispiel: Wir gehen aus von den Aufbauzeiten für Argon (Fig. 15). Nach den oben zitierten Arbeiten von MEILI und BÜTTNER würde $\frac{dU_{st}}{dJ}$ etwa $4 \cdot 10^6$ V/A für das kleine, etwa $1,5 \cdot 10^6$ V/A für das mittlere und etwa $5 \cdot 10^5$ V/A für das grosse Rohr betragen. Da der Anfangsstrom der Aufbauzeitmessung etwa 10^{-11} A, der Endstrom etwa 10^{-4} A beträgt, wäre $e^{\lambda t} = J_e/J_A = 10^7$ und λ also etwa $16/t$. Wenn wir mit einer Kapazität C von 10 pf (10^{-11} F) rechnen, lautet die Kippbedingung

$$\text{für das kleine Rohr } \lambda = \frac{16}{t} \geq \frac{1}{4 \cdot 10^6 \cdot 10^{-11}} \text{ s}^{-1}; \quad t \leq 6,4 \cdot 10^{-4} \text{ s}$$

$$\text{für das mittlere Rohr } \lambda \geq \frac{1}{1,5 \cdot 10^6 \cdot 10^{-11}} \text{ s}^{-1}; \quad t \leq 2,4 \cdot 10^{-4} \text{ s}$$

$$\text{für das grosse Rohr } \lambda \geq \frac{1}{5 \cdot 10^5 \cdot 10^{-11}} \text{ s}^{-1}; \quad t \leq 9 \cdot 10^{-5} \text{ s}.$$

Aus Fig. 15 ergibt sich, dass dafür eine Überspannung von etwa 2 V beim kleinen, von etwa 6,5 V beim mittleren und von etwa 30 V*) beim grossen Rohr benötigt wird. Bei Vergrösserung der Parallelkapazität auf 100 pf wären etwa 0,5 V statt 2 V beim kleinen Rohr, etwa 1,5 statt 6,5 V beim mittleren Rohr und etwa 6 V beim grossen Rohr notwendig.

*) Die Anwendbarkeit unserer Näherung wird hier schon sehr fraglich.

Für Krypton und Xenon wären ähnliche Überspannungen wie für Argon zu erwarten. Dagegen würden sie im analogen Fall für Helium mit seinen in Umgebung der statischen Charakteristik sehr langen Aufbauzeiten und bei der wahrscheinlich flacher verlaufenden Anfangscharakteristik wesentlich grösser. Wasserstoff dagegen liesse infolge seiner kurzen Aufbauzeiten trotz der noch weniger steilen Anfangscharakteristik bedeutend kleinere Kippüberspannungen erwarten.

Die Messungen sollten einige Anhaltspunkte über die zu erwartende Grössenordnung der Aufbauzeit und über den Gültigkeitsbereich der zeitlichen Ähnlichkeitsgesetze für verschiedene Gase und bei kleinen Überspannungen geben. Sie wurden an den in Abschnitt 2b) beschriebenen drei ähnlichen Rohren mit homogenem Feld sowie an der Strecke mit Anodenspitze durchgeführt. Der Gasdruck wurde jeweils so gewählt, dass pd merklich über dem Minimumabstand lag. Die Messungen beziehen sich in allen Fällen auf einen Anfangsstrom von etwa $1 \cdot 10^{-11}$ A und einen Endstrom von $1 \cdot 10^{-4}$ A. Einige Messungen über den Zusammenhang von Aufbauzeit und Anfangsstrom ergaben die zu erwartende logarithmische Abhängigkeit, die schon SCHADE³⁾ gefunden hatte. Das auf Grund der Ähnlichkeitsgesetze zu erwartende Verhalten (Proportionalität von Zeiten und Lineardimensionen der Strecke) wurde für nicht zu kleine Überspannungen trotz der ähnlichkeitsstörenden Einflüsse, die sich z. B. bei der Anfangscharakteristik stark bemerkbar machen, zumindest qualitativ bestätigt gefunden.

Um kurze Aufbauzeiten und steile Anfangscharakteristiken zu erhalten, sind kleine Entladungsstrecken und hohe Gasdrucke anzustreben (damit endlich bei erreichter Instabilität im Verlaufe der Zündung ein genügender Energieumsatz stattfindet, muss auch für hinreichende Differenz zwischen Zünd- und Brennspannung gesorgt sein). Weiterführung dieser Überlegung lässt Anordnung einer Elektrode als Spitze, kleinen Elektrodenabstand und hohen Gasdruck als günstig erscheinen. Unter solchen Bedingungen tritt auch das Raumladungskippen bei wesentlich geringeren Strömen ein, als im homogenen Feld*). Bei einer Anodenspitze z. B. bleiben während des Aufbaues die verhältnismässig trägen Ionen lange in der Nähe der Anode und haben auf das Feld eine ähnliche Wirkung, wie wenn die Anode vergrössert worden wäre. Die Verhältnisse sind damit im allgemeinen für die Ionisierung günstiger, was auf die statische Brennspannung erniedrigend (steile Charakteristik) und

*) Über Ionisierung im inhomogenen Feld und Anwendbarkeit der Formel $i = i_0 e^{\alpha d x}$ vgl. MORTON⁴⁴⁾ 45).

Fig. 14-21.

Aufbauzeiten für kleine Überspannungen

In den Figuren ist die Zeit (t), die für einen Stromanstieg von 10^{-11} A bis 10^{-4} A benötigt wird, als Funktion der Überspannung (ΔU) aufgetragen. Die Messungen beziehen sich auf drei ähnliche Rohre (vgl. S. 313) und auf inhomogene Felder.

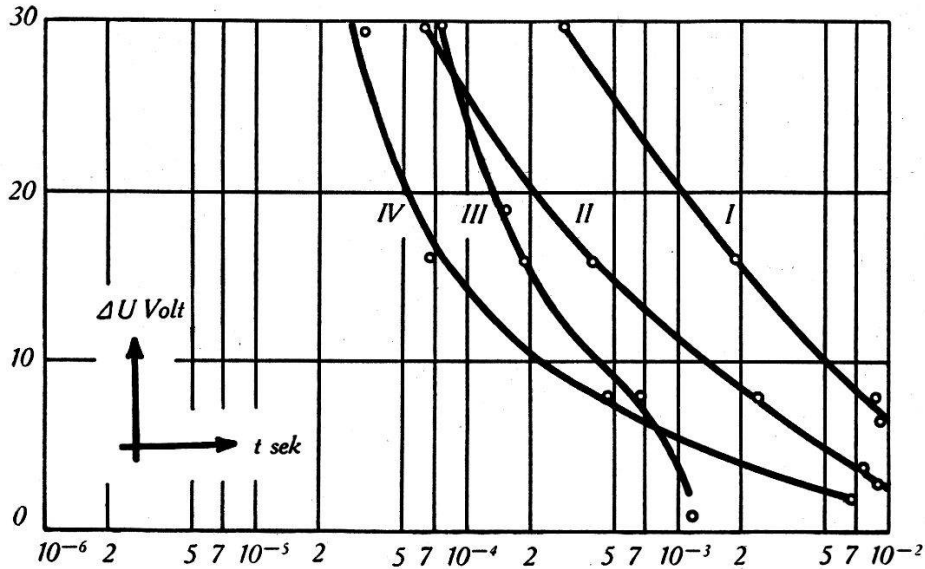


Fig. 14.

Helium.

- I: homogenes Feld, grosses Rohr, 3,0 Tor
- II: homogenes Feld, mittleres Rohr, 7,5 Tor
- III: homogenes Feld, kleines Rohr, 19,0 Tor
- IV: Anodenspitze, 19,0 Tor

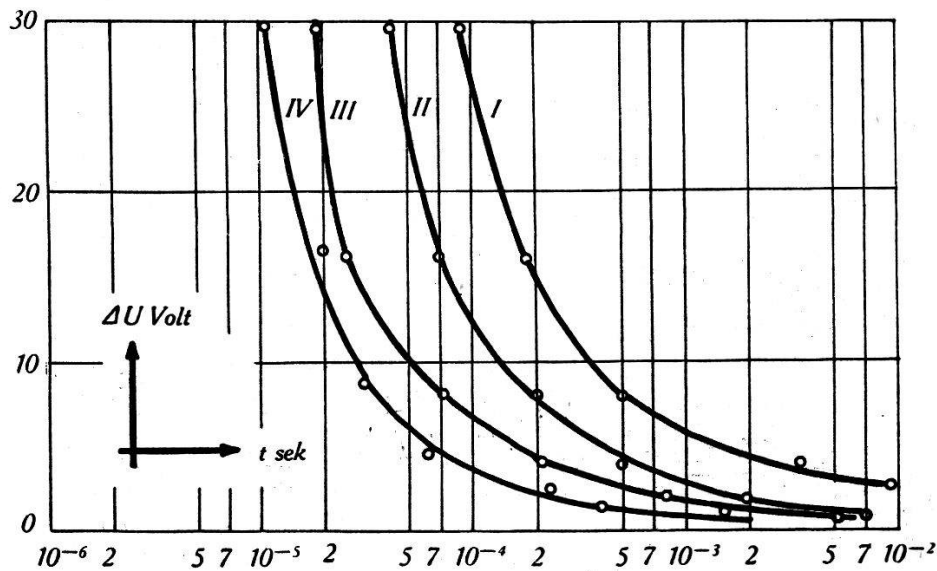


Fig. 15.

Argon.

- I: homogenes Feld, grosses Rohr, 2,35 Tor
- II: homogenes Feld, mittleres Rohr, 5,6 Tor
- III: homogenes Feld, kleines Rohr, 14 Tor
- IV: Anodenspitze, 14 Tor

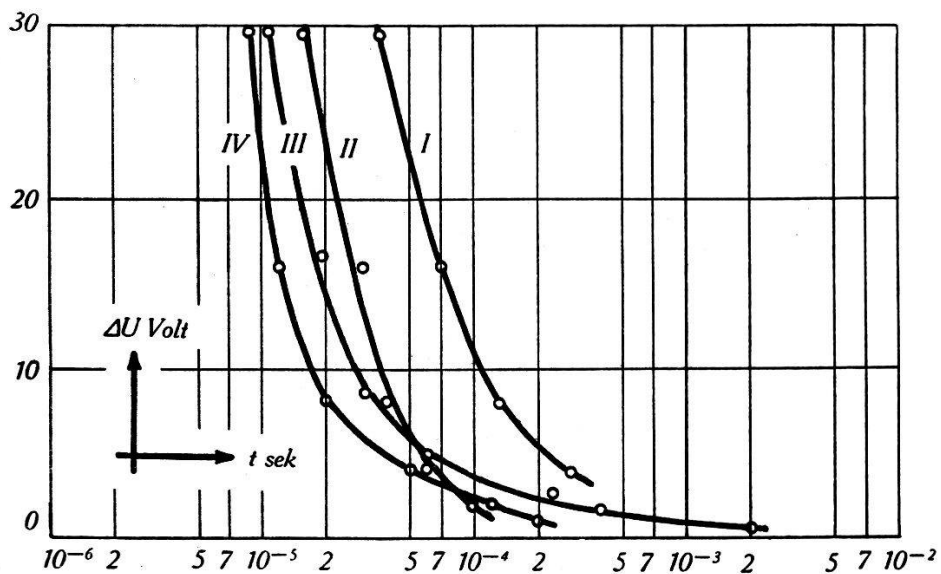


Fig. 16.

Argon.

Anodenspitze I: 3,7 Tor

II: 7,5 Tor

III: 15,0 Tor

IV: 30,0 Tor

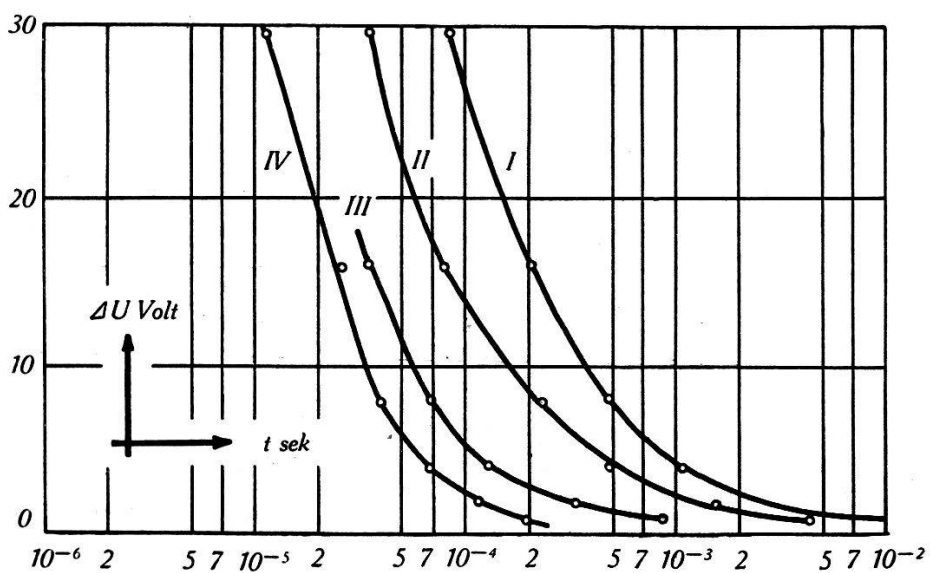


Fig. 17.

Krypton.

I: homogenes Feld, grosses Rohr, 1,85 Tor

II: homogenes Feld, mittleres Rohr, 4,7 Tor

III: homogenes Feld, kleines Rohr, 11,5 Tor

IV: Anodenspitze, 11,5 Tor

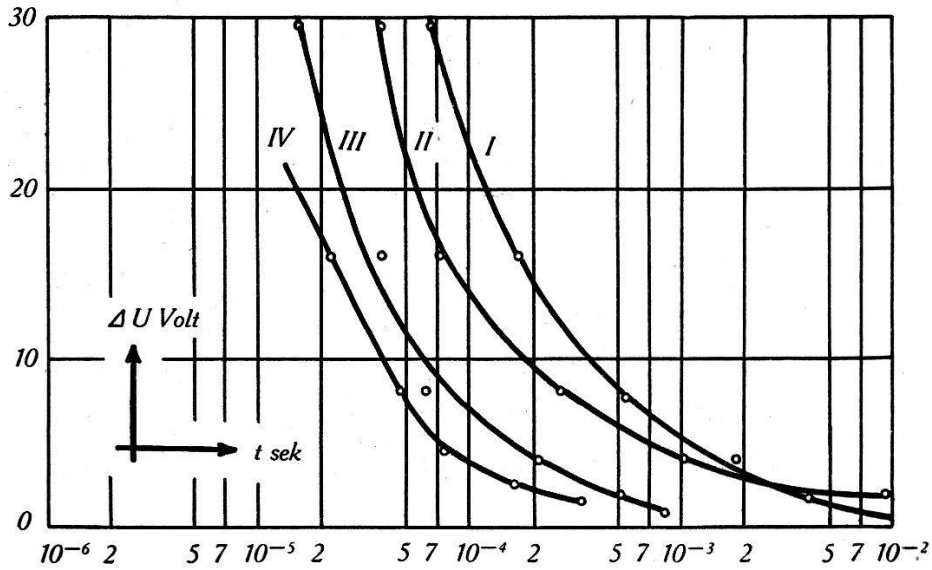


Fig. 18.

Xenon.

- I: homogenes Feld, grosses Rohr, 1,1 Tor
- II: homogenes Feld, mittleres Rohr, 2,8 Tor
- III: homogenes Feld, kleines Rohr, 7,0 Tor
- IV: Anodenspitze, 7,0 Tor

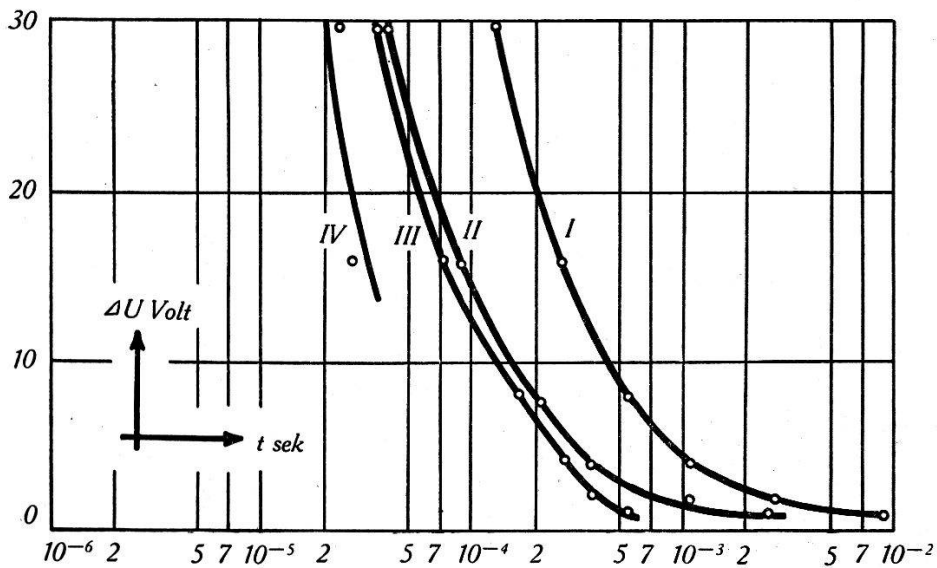


Fig. 19.

Ne- Ar-Gemisch, 99% Ne, 1% Ar.

- I: homogenes Feld, grosses Rohr, 3,7 Tor
- II: homogenes Feld, mittleres Rohr, 11,0 Tor
- III: homogenes Feld, kleines Rohr, 28,0 Tor
- IV: Anodenspitze, 28,0 Tor

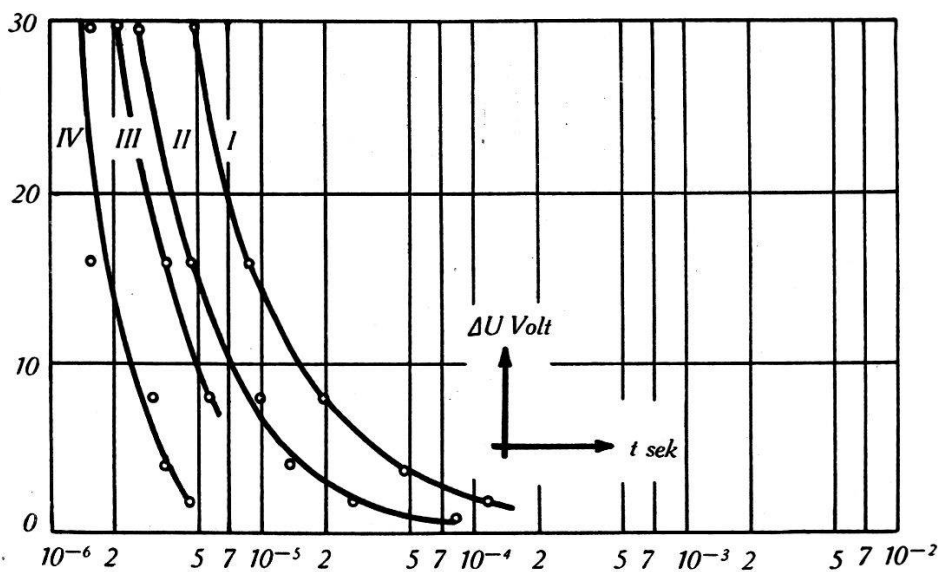


Fig. 20.

H₂.

- I: homogenes Feld, grosses Rohr, 2,25 Tor
- II: homogenes Feld, mittleres Rohr, 5,5 Tor
- III: homogenes Feld, kleines Rohr, 14,0 Tor
- IV: Anodenspitze, 18,0 Tor

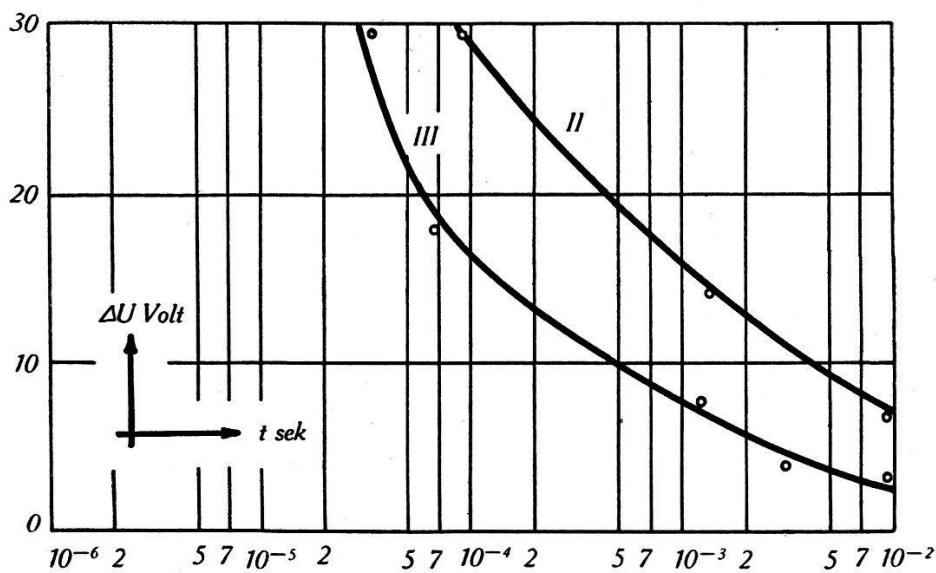


Fig. 21.

N₂.

- II: homogenes Feld, mittleres Rohr, 4,6 Tor
- III: homogenes Feld, kleines Rohr, 11,5 Tor

auf den Aufbau beschleunigend wirkt. Alle diese Effekte begünstigen eine Steuerung der Strecke mit kleinen Strömen oder kurzen Impulsen*). Fig. 16 gibt einige Messergebnisse für Anodenspitze in Argon wieder (Druckabhängigkeit).

Um das Verhalten der einzelnen Gase zu verstehen, muss man bedenken, dass nicht nur die Ionenmasse, sondern auch die Ionisierungszahl α und der Anteil M. A. auf die Geschwindigkeit des Stromanstieges massgebenden Einfluss ausüben. Die verhältnismässig steile Anfangscharakteristik und der geringe Anteil der Metastabilen an der Rückwirkung kann die relativ kurzen Aufbauzeiten bei schweren Edelgasen mit ihren hohen Ionisierungszahlen sowie die im Vergleich mit Edelgasen kurzen Aufbauzeiten in H_2 erklären.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER, der die Durchführung dieser Arbeit am Physikalischen Institut der ETH. ermöglicht hat, möchte ich für sein stetes wohlwollendes Interesse und für viele wertvolle Anregungen von Herzen danken.

Weiter gilt mein Dank Herrn Dr. E. MEILI von der Cerberus G. m. b. H. in Bad Ragaz, der die Durchführung von Versuchen über die Stabilität von Townsend-Entladungen angeregt und die Arbeit durch viele wichtige Hinweise sowie durch Überlassung von Material unterstützt hat.

Literatur.

- 1) W. BARTHOLOMEYCYK, Zs. f. Phys. **116**, 235 (1940).
- 2) W. ROGOWSKI, Zs. f. Phys. **114**, 1 (1939).
- 3) R. SCHADE, Zs. f. Phys. **104**, 487 (1937).
- 4) H. RAETHER, Zs. f. Phys. **117**, 375 (1941); **117**, 524 (1941).
- 5) L. B. LOEB und J. M. MEEK, The mechanism of the electric spark, Stanf. Un. Press (1941).
- 6) W. ROGOWSKI und A. WALRAFF, Zs. f. Phys. **106**, 212 (1937).
- 7) W. BARTHOLOMEYCYK, G. MIERDEL, R. SEELIGER, Phys. in reg. Ber. **2**, 67 (1934); **6**, 79 (1938); **10**, 69 (1942).
- 8) M. J. DRUYVESTYEN und F. M. PENNING, Rev. mod. Phys. **12**, 87, 1940.
- 9) R. WINSTANLEY, A. v. ENGEL, J. M. MEEK, Rep. on progr. in phys. **8**, 338 (1941).
- 10) V. J. FRANCIS und H. G. JENKINS, Rep. on progr. in phys. **7**, 230 (1940).
- 11) J. DOSSE und G. MIERDEL, Der elektrische Strom im Hochvakuum und in Gasen, Leipzig 1943.
- 12) L. B. LOEB, Fundamental processes of electrical discharges in gases, New York 1939.
- 13) W. ROGOWSKI, Zs. f. Phys. **115**, 257 (1940).

*) Laut persönlichen Mitteilungen hat MEILI schon früher derartige Strecken in technischen Glimmrelais mit Vorteil verwendet.

- 14) J. CZECK, Zs. f. angew. Photogr. **3**, 65 (1941).
- 15) M. STEENBECK, Wiss. Veröff. a. d. Siemens Werken, **9**, 43 (1930).
- 16) W. DRUEY, Helv. Phys. Acta **9**, 707 (1936); **10**, 3 (1937).
- 17) C. STOERK, Elektrot. Zs. **52**, 43 (1931).
- 18) E. MELLI, Helv. Phys. Acta, **18**, 80 (1945).
- 19) F. TANK und K. GRAF, Helv. Phys. Acta **2**, 33 (1929).
- 20) L. B. LOEB, Rev. mod. phys. **8**, 267 (1936).
- 21) L. B. LOEB, Fundamental proc. of el. disch. in gases, S. 76, Fig. 37, Kurven II/III, 1939.
- 22) A. V. HERSHEY, Phys. Rev. **56**, 916 (1939).
- 23) L. B. LOEB, A. F. KIP, G. G. HUDSON, W. H. BENNET, Phys. Rev. **60**, 714 (1941).
- 24) W. CHRISTOPH, Ann. de Phys. **30**, 446 (1937).
- 25) H. GREINER, Zs. f. Phys. **81**, 543 (1933).
- 26) W. SCHWIECKER, Zs. f. Phys., **116**, 562, 1940.
- 27) H. COSTA, Zs. f. Phys. **116**, 508 (1940); **113**, 531 (1939).
- 28) A. M. CRAVATH, Phys. Rev. **47**, 254 (1935).
- 29) G. DECHÈNE, Journ. de Phys. et Radium **7**, 533 (1936).
- 30) W. FUCKS und F. KETTEL, Zs. f. Phys. **116**, 657 (1940).
- 31) R. SCHADE, Zs. f. Phys. **111**, 437 (1939).
- 32) R. SCHÖFER, Zs. f. Phys. **110**, 21 (1938).
- 33) R. GEBALLE, Phys. Rev. **66**, 316 (1944).
- 34) L. H. FISHER, Phys. Rev. **68**, 279 (1945).
- 35) G. L. WEISSLER, Phys. Rev. **63**, 96 (1943).
- 36) W. L. GRANOWSKI, Bull. Acad. Sci. (russ.) sér. phys., S. 419 1938*).
- 37) H. PAETOW, Zs. f. Phys. **111**, 770 (1939).
- 38) A. HOFFMANN, Zs. f. Phys. **119**, 223 (1942).
- 39) W. FUCKS und H. BONGARTZ, Zs. f. techn. Phys. **20**, 205 (1939).
- 40) H. BETHE, Handbuch d. Phys., 2. Aufl. **24/1**, S. 452.
- 41) W. UYTERHOEVEN, Elektr. Gasentladungslampen, Berlin 1938.
- 42) R. SCHADE, Zs. f. Phys. **105**, 595 (1937).
- 43) H. BÜTTNER, Zs. f. Phys. **111**, 750 (1939).
- 44) P. L. MORTON, Phys. Rev. **70**, 358 (1946).
- 45) G. W. JOHNSON, Phys. Rev. **71**, 278 (A), (1947).
- 46) F. ALDER, E. BALDINGER, P. HUBER, F. METZGER, Helv. Phys. Acta, **20**, 73 (1947).
- 47) L. B. LOEB, Phys. Rev. **71**, 712 (A), (1947).

*) Diese Arbeit konnte nicht im Original eingesehen werden (vgl. Phys. Ber. **22**, 1653 (1941)).

Die Ausbreitung der gedämpften $H_{0,m}$ -Welle in der Umgebung der Grenzfrequenz

von A. Käch.

(Brown, Boveri & Cie., Baden, Schweiz.)

(3. IV. 1947)

Die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen im metallischen Hohlleiter ist in der Literatur schon umfassend beschrieben worden. Die Angaben sind jedoch lückenhaft, sobald die Rohrleitungsverluste in die Rechnung einbezogen werden. In diesem Fall wird das Verhalten lediglich unterhalb und oberhalb der Grenzfrequenz erklärt, während die Aussagen über die Wellenausbreitung im unmittelbaren Grenzgebiet durchwegs empirischen Charakter haben*).

Inhalt.

Es erfolgt die ausführliche Berechnung von Ausbreitung und Dämpfung der $H_{0,m}$ -Welle (elektrisches Querfeld, magnetisches Längsfeld) im rechteckigen Wellenleiter mit besonderer Berücksichtigung der Leitungsverluste. Die Rechnung wird in engster Anlehnung an die Verhältnisse des idealen Wellenleiters (unendliche Leitfähigkeit) im Sinne einer Störungsrechnung erster Ordnung durchgeführt. Die hervorgehenden Ausdrücke sind allgemein und gelten durchgehend im gesamten interessierenden Frequenzgebiet; insbesondere ergibt sich eine Formel für die Dämpfung bei der Grenzfrequenz des Wellenleiters. Unterhalb und oberhalb der Grenzfrequenz sind die erhaltenen Ausdrücke identisch mit den in der Literatur angegebenen.

Einleitung.

Die Energieverluste im Metall des Wellenleiters verformen die im Idealfall vorhandene Planwelle zu einer schwach ausgeprägten Kugelwelle. Eine exakte Berechnung der Feldverteilung (Lösung nach Eigenfunktionen) ist deshalb nicht mehr möglich. Infolge der grossen Leitfähigkeit des Wellenleiters und der hohen Frequenz der Rohrwelle (kleine Eindringtiefe) lässt sich jedoch eine sehr genaue Näherung herleiten. Namentlich bewirkt die ausserordent-

*) Vgl. Abschnitt 9. 14 in S. Ramo and J. R. Whinnery, Fields and Waves in Modern Radio, New York 1945, S. 373.