Über den zeitlichen Verlauf des Zündungsvorganges bei der Glimmentladung

Autor(en): **Tank, F. / Graf, K.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **2 (1929)**

Heft I

PDF erstellt am: **24.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-109438

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.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Über den zeitlichen Verlauf des Zündvorganges bei der Glimmentladung

von **F. Tank** und **K. Graf.**

(14. I. 29.)

Zusammenfassung: Der zeitliche Verlauf des Zündvorganges an Neon-Glimmlichtröhren wird mit Hilfe des Helmholtz'schen Pendels aufgenommen. Die erhaltenen Kurven lassen eine bestimmte „Verzögerungszeit" und, nach Ablauf derselben, einen fast unvermittelten Übergang in die stationäre Glimmentladung erkennen. Die Erscheinung wird durch die Annahme von Raumladungen interpretiert, die während der „Verzögerungszeit" sich ausbilden.

Durch die Arbeiten Rogowsky's[1]) haben die geläufigen Anschauungen vom Einsatz der selbständigen elektrischen Entladung ganz neue Gesichtspunkte erhalten. Rogowsky weist nach, dass den positiven Ionen nicht die Rolle zukommen kann, die die Townsend'sche Theorie ihnen zuschreibt, sondern dass unter Umständen sowohl die Zeit vom Anlegen der Spannung bis zum Beginn des Durchschlages (Funkenverzögerung) als auch der zeitliche Ablauf des Durchschlages selbst so ausserordentlich kurz ist, dass die positiven Ionen wegen ihrer grossen Trägheit gar nicht ins Spiel kommen können.

Die prinzipielle Bedeutung von Rogowsky's Feststellungen veranlasste uns, Versuche mit ähnlichem Ziel nach einer ganz andern Methode zu unternehmen. Wir wählten dazu eine Entladungsform, die bei sehr niederen Spannungen einsetzt, nämlich die Glimmentladung in Edelgasen. Die Konstanz und Reproduzierbarkeit dieser Entladungsform ist sehr bemerkenswert. Die zur Verwendung kommenden niederen Spannungen ermöglichen nicht nur eine bequeme und genaue Messung des Spannungswertes, sondern sie bedingen vor allem geringere Geschwindigkeiten der Elektronen und positiven Ionen, sodass ein zeitlich viel langsamerer Ablauf des ganzen Phänomens zu erwarten ist. So beträgt z. B. für Helium von 7,5 mm Druck bei einem Elektrodenabstand von 2 cm die Entladungsspannung 200 Volt. Daraus

[1]) W. Rogowsky, Archiv für Elektrotechnik **16**, 496, 1926; **20**, 99, 1928.
W. Rogowsky, E. Flegler und R. Tamm, Arch. f. Elektrotech. **18**, 504, 1927.
W. Rogowsky und R. Tamm, Arch. f. Elektrotech. **20**, 625, 1928.
R. Tamm, Archiv f. Elektrotech. **19**, 235, 1928.

berechnet sich mit Hilfe der normalen Beweglichkeit des positiven Heliumions[2]) eine Laufzeit desselben von Anode zur Kathode von 4×10^{-5} Sek., von welcher Grössenordnung nach Rogowsky auch mindestens die Zeit sein müsste, die zur Ausbildung der Ionenlawinen auf Grund der Townsend'schen Theorie nötig wäre.

Da dies ein Zeitbetrag ist, der bereits im Messbereich eines guten Helmholtz'schen Pendels liegt, so machten wir Vorversuche mit einer Neon-Glimmlampe Type *S* von Pintsch (Gasdruck 12—15 mm, Einsatzspannung 125 Volt) nach folgendem, in Fig. 1 dargestelltem Schaltungsschema.

An eine Batterie E_0 sind drei Widerstände R_1 R_2 R_3 angeschlossen. Der Kontakthebel *I* des Helmholtz'schen Pendels

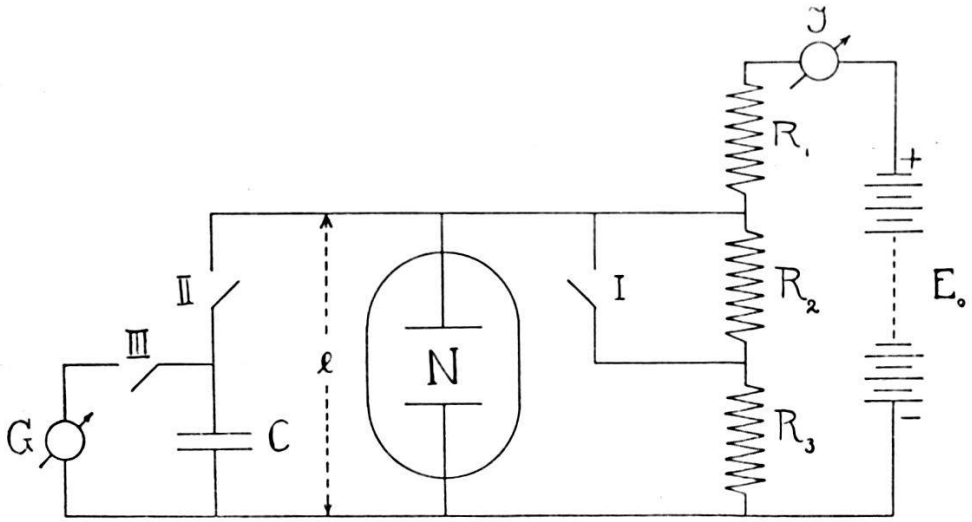

Fig. 1

schliesst den Widerstand R_2 vor dem Versuch kurz, sodass die an der Röhre *N* befindliche Spannung e_0 unterhalb der Zündspannung liegt. Beim Wegschlagen des Kontakthebels *I* steigt die Spannung plötzlich über die Zündspannung an, und der Einsatz der Entladung beginnt. Wird nach kurzer messbarer Zeit *t* auch der Kontakthebel *II* weggeschlagen, so bleibt auf dem Kondensator *C* eine Ladung zurück, die der Spannung *e* an der Röhre proportional ist und die mit dem ballistischen Galvanometer *G* gemessen wird. Durch Veränderung von *t* lässt sich der zeitliche Verlauf der Entladung bestimmen. Die Messung wird so ausgeführt, dass zunächst die Ladekurve des Kondensators *C* aufgenommen wird, indem die Röhre aus der Schaltung beseitigt ist; dann wird der Versuch wiederholt mit zugeschalteter Röhre. Auf diese Weise erhält man zwei Kurven (vergl. Fig. 2, 3, 4), deren Unterschied

[2]) Tabellen von Roth-Scheel, S. 96 und 104.

lediglich von der Mitwirkung des Gasinhaltes der Röhre am Vorgang herrührt. Die Röhrenkapazität ist klein gegen die Kapazität C und zu vernachlässigen.

Fig. 2 gibt einen Versuch wieder, bei dem die Überspannung nur etwa 1,5 Volt betrug. Nach einer Verzögerungszeit von etwa

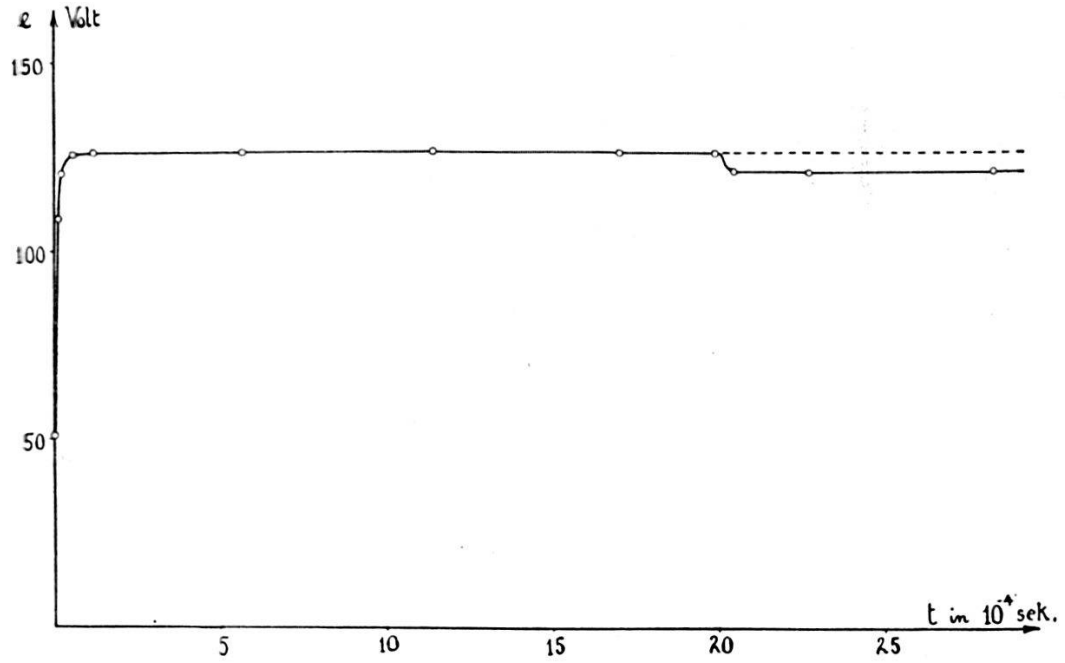

Fig. 2

$E_0 = 148{,}5$ Volt, $e_0 = 51$ Volt, $C = 0{,}0112\ \mu F$, $\Delta E = 1{,}5$ Volt, $\Delta T = 0{,}002$ Sek.

2×10^{-3} Sek. setzt die Entladung ein, ist in weniger als 10^{-4} Sek. vollständig ausgebildet und von dann an konstant.

Fig. 3 und Fig. 4 entsprechen Versuchen mit höherer Überspannung. Die Verzögerungszeit ΔT nimmt mit wachsender Über-

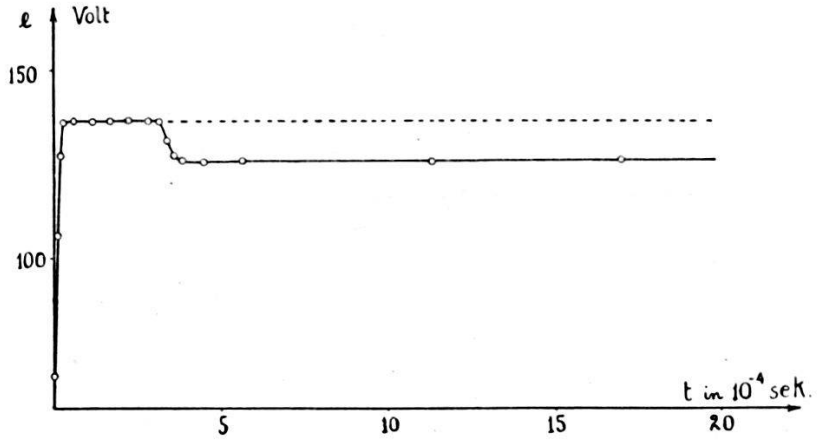

Fig. 3

$E_0 = 148{,}5$ Volt, $e_0 = 69$ Volt, $C = 0{,}0112\ \mu F$, $\Delta E = 11$ Volt, $\Delta T = 0{,}0003$ Sek.

spannung ΔE ab, und zwar so, dass das Produkt beider Grössen ungefähr konstant bleibt.[1]) Die ganz kurzen Verzögerungszeiten Rogowsky's beobachteten wir nie. Dagegen gleicht der allgemeine Verlauf unserer Kurven durchaus den Oszillogrammen Rogowsky's. Eigenartig ist auch hier der steile, stufenförmige Absatz, der, zum mindesten in Fig. 4, einen fast unvermittelten Übergang „vom Isolator in den Leiter" ausdrückt, ein Verhalten, das bei einer exponentiell anwachsenden Ionenlawine eigentlich

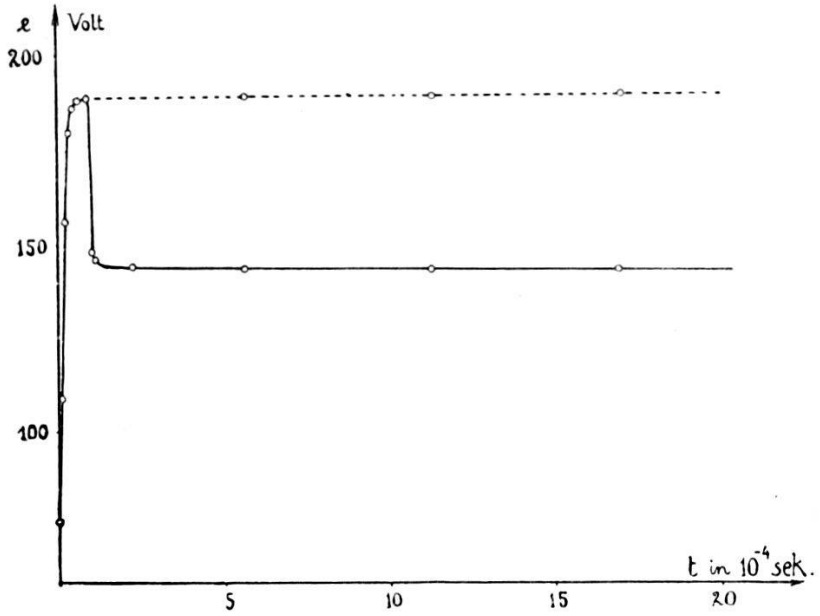

Fig. 4

$E_0 = 223$ Volt, $e_0 = 76{,}4$ Volt, $C = 0{,}0112\ \mu$F, $\Delta E = 64$ Volt, $\Delta T = 0{,}00006$ Sek.

nicht erwartet werden sollte. Dieser Übergang ist bei einer Überspannung von 64 Volt (Fig. 4) in einer Zeit von 10^{-5} Sek. in der Hauptsache beendet.

Man gewinnt den Eindruck, dass während der „Verzögerungszeit", die bei uns übrigens hinreichend lang ist, um auch die Bewegung positiver Ionen zu erlauben, ein schwacher Strom fliesst, der die Raumladungen für die kommende Entladung ausbildet, aber keinen merkbaren Spannungsabfall an der Röhre bewirkt, und dass nach diesen verborgenen Vorbereitungen in kürzester Zeit, scheinbar schlagartig, die Entladung in die stationäre Form der Glimmentladung umkippt. Der schwache Vorstrom würde also nach und nach einen labilen Zustand schaffen, vermöge der durch ihn bewirkten Raumladungen, sodass nach Erreichen eines kritischen Punktes die eine Entladungsform fast momentan in die

[1]) Vergl. W. Braunbek, Zeitschr. für Physik, **36**, 582, 1926.

andere umschlägt. Die „Verzögerungszeit" erhält auf diese Weise eine bestimmte physikalische Bedeutung und ist nicht nur lediglich durch die Zufälle der molekularen Unordnung bestimmt. Wir fanden sie auch ziemlich gut reproduzierbar.

Unsere Versuche widersprechen der Townsend'schen Theorie, soweit wir sehen, noch nicht, wenn man sie dahin interpretiert, dass die Townsend'sche Theorie durch eine Raumladungstheorie zu ergänzen ist. Dieser Gedanke ist schon von Rogowsky und besonders deutlich von L. B. Loeb[1]) ausgesprochen worden. Es treten dann ausgesprochene Labilitäten in der Entladungscharakteristik auf, die z. B. in unserem Fall bewirken, dass die stationäre Glimmentladung nicht allmählich und kontinuierlich entsteht, sondern an einem kritischen Punkte durch einen Umschlag oder Kippvorgang aus der Vorentladung hervorgeht. Die extrem kurzen Verzögerungszeiten Rogowsky's bilden allerdings wieder eine Schwierigkeit für sich und würden vielleicht darauf hindeuten, dass jene Raumladungen allein schon durch die Elektronen, ohne Zuhilfenahme der Bewegung der positiven Ionen, aufgebaut werden können. Auf alle Fälle wäre der experimentelle Nachweis der während der Verzögerungszeit entstehenden Raumladungen von grosser Bedeutung.

Zürich, Physikalisches Institut der E. T. H.

---

[1]) L. B. Loeb, Journ. Frankl. Inst. **205**, 305, 1928.