

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 20 (1947)
Heft: I

Artikel: Über die Ausbildung der Entladung in Zählrohren mit Alkoholdampfzusatz
Autor: Alder, F. / Baldinger, E. / Huber, P.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-111790>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 15.03.2025

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

Über die Ausbildung der Entladung in Zählrohren mit Alkoholdampfzusatz

von F. Alder, E. Baldinger, P. Huber und F. Metzger, Basel.

(26. XI. 1946.)

Zusammenfassung. Theoretischer Teil: Die Entladungseigenschaften selbstlöschender Zählrohre sind von verschiedenen Autoren wiederholt untersucht worden. Das Ergebnis dieser Arbeiten lässt sich in einem einheitlichen Bild über den Entladungsmechanismus zusammenfassen, welches die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Entladung zu berechnen gestattet. Ferner ermöglicht es die Berechnung des Stromimpulses, der während einer Entladung im Zählrohr fließt.

Experimenteller Teil: Um den Entladungsvorgang quantitativ zu verstehen, ist die Kenntnis des Absorptionskoeffizienten μ_0 (760 mm Hg, Zimmertemperatur) für Lichtquanten im Füllgas notwendig. In einem Argon-Alkohol-Zählrohr wirkt der Alkoholdampf als absorbierendes Gas. Der Absorptionskoeffizient von Alkoholdampf wird aus einer Koinzidenzmessung bestimmt und man findet: $\mu_0 = 640 \text{ cm}^{-1}$.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit v der Entladung wird mit Hilfe eines sogenannten „Blendenzählrohrs“ gemessen, unter Benützung desselben Prinzips, das FIZEAU zur Ermittlung der Lichtgeschwindigkeit verwendete. Für eine Zählrohrfüllung von 64 mm Hg Argon + 16 mm Hg Alkoholdampf und eine Zählrohrspannung von 1100 Volt beträgt die Ausbreitungsgeschwindigkeit $(8,35 \pm 0,05) \cdot 10^6 \text{ cm/sec}$.

Die Aufnahme des Stromimpulses erfolgt mit einem Breitbandverstärker und einer Kathodenstrahlröhre. Die Kenntnis der Impulsform gibt uns eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit v . Die so erhaltenen Werte stimmen mit den am Blendenzählrohr gewonnenen innerhalb der Fehlergrenze überein.

Die Druck- und Spannungsabhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit wird aus der Impulsform ermittelt. Es zeigt sich, dass bei fester Zählrohrfüllung die Ausbreitungsgeschwindigkeit beinahe linear mit der Spannung anwächst, während bei konstanter Spannung die Ausbreitungsgeschwindigkeit mit zunehmendem Alkoholdruck abnimmt.

I. Einleitung.

Im Laufe seiner Untersuchungen an Zählrohren bemerkte TROST¹⁾, dass der Zusatz eines vielatomigen Gases den Entladungsvorgang wesentlich ändert, indem infolge eines inneren Mechanismus die Entladung von selbst abbricht. Die Abklärung der Entladungseigenschaften dieser sogenannten „selbstlöschenden“ Zählrohre bildete den Gegenstand zahlreicher Arbeiten^{1), 2), 3), 4), 5), 6)}. Das Ergebnis dieser Untersuchungen lässt sich etwa folgendermassen zusammenfassen:

Elektronen, die in einem Zählrohr ausgelöst werden, wandern auf den Draht zu. In dessen Umgebung ist die Feldstärke genügend gross, um die Gasmoleküle zu ionisieren und so eine Elektronenlawine zu erzeugen. Die Elektronen werden rasch auf dem Zählrohrdraht gesammelt, und es bleibt eine positive Ionenwolke zurück. Die in der Elektronenlawine entstehenden U.V.-Lichtquanten werden durch den vielatomigen Gaszusatz hinreichend absorbiert, so dass Auslösung von Photoelektronen an der Kathode verhindert wird. Dagegen breitet sich der Ionisierungsvorgang längs des Zählrohrdrahtes aus^{4), 7)}, bis dieser vollständig von einem Ionen-schlauch umhüllt ist und die Entladung abbricht. Die an die Elektroden abfliessenden Ionen und Elektronen verursachen im Zählrohrkreis einen Stromimpuls. Die Entstehung neuer Elektronen wird durch Prädissoziation der vielatomigen Ionen an der Kathode verhütet⁵⁾.

II. Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Entladung längs des Drahtes.

Wenn wir das bisherige Bild über die Entladungsvorgänge präzisieren, kann die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Entladung längs des Drahtes berechnet werden. Hierzu gehen wir von folgender Vorstellung aus:

Ein Primärelektron wandert auf den Draht zu und erzeugt in dessen Nähe eine Elektronenlawine. Dabei entstehen angeregte Atome und Moleküle, die nach allen Seiten Lichtquanten aus-

¹⁾ A. TROST, Z. f. Phys., **105**, 408 (1937).

²⁾ M. E. ROSE und S. A. KORFF, Phys. Rev. **59**, 850 (1941).

³⁾ M. E. ROSE und W. E. RAMSEY, Phys. Rev. **61**, 504 (1942).

⁴⁾ H. G. STEVER, Phys. Rev. **61**, 38 (1942).

⁵⁾ S. A. KORFF und R. D. PRESENT, Phys. Rev. **65**, 274 (1944).

⁶⁾ A. G. M. VAN GEMERT, H. DEN HARTOG und F. A. MÜLLER, Physica **9**, 556 (1942).

⁷⁾ P. HUBER und F. ALDER, H. P. A. **18**, 232 (1945).

senden. Bei der Absorption dieser Lichtquanten im vielatomigen Gas entstehen Photoelektronen, die neue Elektronenlawinen und Lichtquanten bilden. Infolge der kleinen Reichweite der Lichtquanten bleibt dieser Entladungsvorgang an das Gebiet hoher Feldstärken gebunden und breitet sich längs des Drahtes immer weiter aus, bis er an den Enden des Zählrohrs ankommt. Die positive Raumladung des dabei entstehenden Ionenschlauchs setzt die Feldstärke am Draht soweit herab, dass keine neuen Ionisierungsstöße mehr stattfinden können.

Bei diesem Ausbreitungsmechanismus ist es wesentlich, dass die in der Elektronenlawine entstehenden Lichtquanten genügend Energie besitzen, um weitere Moleküle zu ionisieren. Wir wollen für das Folgende annehmen, dass die Zählrohrfüllung aus Argon mit einem Zusatz von Alkoholdampf bestehe. Die an Argon ausgelösten Lichtquanten besitzen Energien bis zu 15,7 eV. Da die minimale Ionisierungsarbeit für Alkohol 11,5 eV beträgt, kann ein Grossteil dieser Lichtquanten die Alkoholmoleküle ionisieren.

Zur Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Entladung denken wir uns den Vorgang in viele gleichartige Schritte zerlegt. Jeder Schritt ist folgendermassen charakterisiert: Das letzte von den Lichtquanten der primären Ionenlawine an den Alkoholmolekülen ausgelöste Elektron entsteht im Mittel in der Entfernung r_0 . Dieses Elektron erzeugt die nächste Ionenlawine, womit der neue Schritt beginnt. Die mittlere Dauer eines solchen Elementarprozesses bezeichnen wir mit ϑ , den in axialer Richtung zurückgelegten Weg mit x_0 . Die Ausbreitungsgeschwindigkeit v wird dann:

$$v = \frac{x_0}{\vartheta}. \quad (1)$$

Die in Gleichung (1) vorkommende mittlere Dauer eines Elementarprozesses setzt sich zusammen aus der mittleren Lebensdauer der angeregten Argonatome, der Ausbreitungszeit der Lichtquanten und der Laufzeit der Elektronen bis zur Bildung neuer angeregter Argonatome. Die mittlere Lebensdauer angeregter Argonatome kann aus der Strahlungsdämpfung abgeschätzt werden. Hiernach beträgt sie etwa $2 \cdot 10^{-10}$ sec. Demgegenüber darf die Ausbreitungszeit der Lichtquanten vernachlässigt werden. Die Laufzeit der Elektronen hängt von ihrer mittleren freien Weglänge, sowie von der Feldstärke ab. Eine Abschätzung liefert für die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen in der Nähe des Drahtes etwa $4 \cdot 10^8$ cm/sec. Berücksichtigt man die kleine Reichweite der Lichtquanten, so ergibt sich für die Laufzeit der Elektronen etwa 10^{-9} .

bis 10^{-10} sec. Sie darf also neben der Anregungszeit der Atome nicht vernachlässigt werden.

Zur Berechnung von x_0 denken wir uns eine zur Drahtachse senkrechte Ebene $B-C$ im Abstand x von der Elektronenlawine A gelegt (Fig. 1).

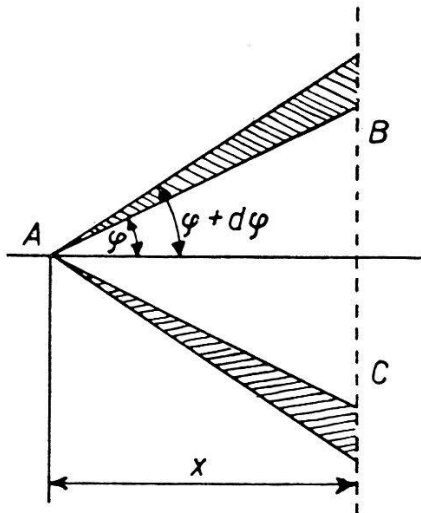


Fig. 1.

Die Anzahl dN der Lichtquanten, welche die Ebene $B-C$ durchdringen und mit der Achse einen Winkel zwischen φ und $\varphi + d\varphi$ einschliessen, ist gegeben durch

$$\begin{aligned} dN &= N_0 \cdot e^{-\mu r} \cdot \frac{2 \pi r^2 \sin \varphi}{4 \pi r^2} \cdot d\varphi, \\ &= \frac{N_0}{2} \cdot e^{\frac{-\mu x}{\cos \varphi}} \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi. \end{aligned}$$

N_0 : mittlere Zahl der in einer Elektronenlawine gebildeten Lichtquanten,

μ : Absorptionskoeffizient des Füllgases für die Lichtquanten.

Ist x klein gegenüber dem Durchmesser des Zählrohrs, so erhalten wir für die gesamte Zahl N der Lichtquanten, die diese Ebene durchdringen:

$$N(x) = \int_0^{\pi/2} \frac{N_0}{2} \cdot e^{\frac{-\mu x}{\cos \varphi}} \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi,$$

oder nach partieller Integration

$$N(x) = \frac{N_0}{2} [e^{-\mu x} + \mu x \cdot Ei(-\mu x)], \quad (2)$$

mit der Abkürzung:

$$Ei(-\mu x) = - \int_{\mu x}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt.$$

Bezeichnet β die Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung eines Photoelektrons, so entstehen aus den N Lichtquanten $N \cdot \beta$ Elektronen. Die Front der Entladung wird sich in axialer Richtung bei einem Schritt um eine solche Strecke x_0 fortpflanzen, dass in dieser Distanz die N Lichtquanten gerade noch ein Elektron erzeugen können. Damit erhalten wir für x_0 die Bedingung: $N(x_0) \cdot \beta = 1$, oder

$$\frac{N_0 \beta}{2} \cdot [e^{-\mu x_0} + \mu x_0 \cdot Ei(-\mu x_0)] = 1. \quad (3)$$

Für die Berechnung von N_0 nehmen wir an, dass die Zahl der Lichtquanten proportional zur Zahl der Argonionen ist:

$$N_0 = \alpha \cdot Z_{\text{Arg}}. \quad (4)$$

α : Ausbeutefaktor für die Erzeugung von Lichtquanten.

Z_{Arg} : mittlere Zahl der Argonionen in einer einzelnen Elektronenlawine.

Zu dieser Annahme sind wir berechtigt, da infolge der grösseren Energie vor allem die Argon-Lichtquanten die Alkoholmoleküle ionisieren. Die Zahl der Argonionen kann in erster Näherung proportional zum Partialdruck des Argons p_{Arg} gesetzt werden:

$$Z_{\text{Arg}} = Z_{\text{tot}} \cdot \frac{p_{\text{Arg}}}{p_{\text{tot}}}. \quad (5)$$

Z_{tot} : Gesamtzahl der Ionen in einer einzelnen Elektronenlawine.

p_{tot} : Gesamtdruck der Zählrohrfüllung.

Betrachten wir (was im Gebiet hoher Feldstärken nahezu der Fall ist) die mittlere freie Weglänge für Ionisation λ_j als konstant, so kann Z_{tot} durch λ_j und den kritischen Radius r_c ausgedrückt werden:

$$Z_{\text{tot}} = 2 \frac{r_c - a}{\lambda_j}. \quad (6)$$

r_c stellt den Radius dar, bei dem die Feldstärke den für Stossionisation kritischen Wert E_c erreicht. a ist der Radius des Zählrohres. Aus der Potentialgleichung zweier konzentrischer Zylinder folgt für ein mit der Spannung V betriebenes Zählrohr vom Innendurchmesser b die Beziehung

$$r_c = \frac{V}{\ln b/a} \cdot \frac{1}{E_c}.$$

r_c wächst also linear mit der Zählrohrspannung an, so dass wir mit den Konstanten B und C nach (6) für Z_{tot}

$$Z_{\text{tot}} = C \cdot 2^{BV} \quad (6a)$$

erhalten. Damit geht (3) über in

$$\frac{\alpha \cdot \beta}{2} \cdot C \cdot 2^{BV} \cdot \frac{p_{\text{Arg}}}{p_{\text{tot}}} [e^{-\mu x_0} + \mu x_0 \cdot Ei(-\mu x_0)] = 1. \quad (3a)$$

Zur endgültigen Formulierung der Beziehung (3) führen wir den Alkoholdruck p ein:

$$p = p_{\text{tot}} - p_{\text{Arg}}.$$

Weiter ersetzen wir gemäss (1) x_0 durch $\vartheta \cdot v$ und berücksichtigen die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten μ vom Alkoholdruck:

$$\mu = \mu_0 \cdot \frac{p}{p_0}.$$

Mit diesen Grössen erhalten wir schliesslich eine Beziehung zwischen der Ausbreitungsgeschwindigkeit v , dem Alkoholdruck p und der Zählrohrspannung V :

$$A \cdot 2^{BV} (p_{\text{tot}} - p) \cdot \left[e^{-\mu_0 \frac{p}{p_0} v \vartheta} + \mu_0 \frac{p}{p_0} v \vartheta \cdot Ei\left(-\mu_0 \frac{p}{p_0} v \vartheta\right) \right] = 1, \quad (3b)$$

wobei alle konstanten Faktoren in A zusammengefasst sind.

III. Berechnung des Stromimpulses einer Zählrohrentladung.

Die Ausbreitung der Entladung im selbstlöschenden Zählrohr längs des Drahtes hat einen bestimmten Stromimpuls zur Folge. Dieser Impuls wird durch die an die Kathode abfliessende positive Raumladung bewirkt. Der Beitrag der Elektronen darf vernachlässigt werden, da sie so nahe am Draht entstehen, dass sie nur einen sehr kleinen Strom zur Folge haben. Ebenso wenig braucht der Beitrag der Elektronen in der Primärlawine berücksichtigt zu werden, weil der entsprechende Stromimpuls zu kurz ist, um vom Verstärker noch aufgelöst zu werden.

Die vor der Entladung am Zählendraht pro cm gebundene Elektrizitätsmenge Q_0 ist mit der Zählrohrspannung V verknüpft durch die Beziehung:

$$V = \frac{Q_0}{2 \pi \epsilon_0} \cdot \ln b/a. \quad (7)$$

$$\epsilon_0: \text{Influenzkonstante} = 8,86 \cdot 10^{-14} \frac{\text{Amp.} \cdot \text{sec}}{\text{Volt} \cdot \text{cm}}.$$

Während der Entladung befindet sich zwischen Draht und Wand die positive Raumladung q pro cm. Beträgt ihr Abstand von der Drahtachse r und befindet sich auf dem Draht pro cm die Ladung Q , so erhält man an Stelle der Gleichung (7):

$$V = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0} \ln b/a + \frac{q}{2\pi\epsilon_0} \ln b/r. \quad (8)$$

Daraus folgt für Q

$$Q = \frac{2\pi\epsilon_0 V}{\ln b/a} - q \frac{\ln b/r}{\ln b/a}. \quad (8a)$$

Bei konstant gehaltener Zählrohrspannung ergibt sich durch die Abwanderung der Raumladung pro cm der Strom I^* :

$$I^* = \frac{dQ}{dt} = \frac{q}{\ln b/a} \cdot \frac{dr/dt}{r}. \quad (9)$$

Die Geschwindigkeit dr/dt , mit der sich die Raumladung an die Kathode bewegt, kann durch die Ionenbeweglichkeit ϱ und die Feldstärke E_r am Ort der Raumladung ausgedrückt werden:

$$dr/dt = \varrho \cdot E_r. \quad (10)$$

E_r setzt sich zusammen aus dem Feld der Ladung Q und dem Eigenfeld der Raumladung. Dieses kann bei unendlich dünner Raumladungsschicht ersetzt werden durch das Feld einer Ladung $q/2$ auf dem Draht:

$$E_r = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 r} + \frac{q/2}{2\pi\epsilon_0 r}. \quad (11)$$

Mit Hilfe von (7) und (8) folgt daraus:

$$E_r = \frac{Q_0}{2\pi\epsilon_0 r} + \frac{q}{2\pi\epsilon_0 r} \left(\frac{1}{2} - \frac{\ln b/r}{\ln b/a} \right). \quad (11a)$$

Die Integration von (10) führt mit diesem Ausdruck für E_r auf den Integrallogarithmus, der für eine weitere Berechnung umständlich ist. Da jedoch die Feldstärke und damit auch der Strom mit wachsendem r rasch abnehmen, sind für die Berechnung nur die kleinen r -Werte massgebend. Wir ersetzen daher in Gleichung (11a) $\ln b/r$ durch $\ln b/a$. Dann geht (11a) über in:

$$E_r = \frac{Q_0}{2\pi\epsilon_0 r} - \frac{1}{2} \frac{q}{2\pi\epsilon_0 r}, \quad (11b)$$

und das Integral von (10) lautet mit dieser Näherung:

$$t = \int_a^r \frac{2\pi\epsilon_0 r \cdot dr}{\varrho(Q_0 - q/2)} = \frac{2\pi\epsilon_0}{\varrho(2Q_0 - q)} (r^2 - a^2). \quad (10a)$$

Lösen wir diesen Ausdruck nach r auf und bilden noch die zeitliche Ableitung, so erhalten wir schliesslich aus (9):

$$I^* = \frac{A}{t + \tau} \quad (12)$$

mit

$$A = \frac{q}{\ln b/a}; \quad \tau = \frac{2 \pi \epsilon_0 a^2}{\rho \cdot (2Q_0 - q)}.$$

Vom Strom I^* gelangen wir durch Integration längs des Zähl drahtes (= x -Achse) zum Gesamtstrom I , wobei die konstante Ausbreitungsgeschwindigkeit der Entladung zu berücksichtigen ist:

$$I(t) = \int_0^t I^* \left(t - \frac{x}{v} \right) dx. \quad (13)$$

Beginnt die Entladung im Abstand d vom Drahtende, so breitet sich der Ionenschlauch gleichzeitig nach beiden Seiten aus, und der Gesamtstrom enthält zwei Anteile. Bezeichnen wir noch mit l die Länge des Zähl drahtes, so erhalten wir ganz allgemein für den Strom während einer Zählrohrentladung:

a) für die Zeit $t \leq \frac{d}{v}$, $\left(\frac{d}{v} = \begin{array}{l} \text{Ausbreitungszeit des Ionenschlauchs} \\ \text{bis zum näheren Zählrohrende} \end{array} \right)$

$$I = 2 \cdot A \cdot v \cdot \ln \frac{t + \tau}{\tau};$$

b) für die Zeit $\frac{d}{v} \leq t \leq \frac{l-d}{v}$, $\left(\frac{l-d}{v} = \begin{array}{l} \text{Ausbreitungszeit bis zum} \\ \text{entfernteren Zählrohrende} \end{array} \right)$

$$I = A \cdot v \left[\ln \frac{t + \tau}{\tau} + \ln \frac{t + \tau}{t - \frac{d}{v} + \tau} \right] \quad \text{und} \quad (14)$$

c) für die Zeit $t \geq \frac{l-d}{v}$

$$I = A \cdot v \left[\ln \frac{t + \tau}{t - \frac{d}{v} + \tau} + \ln \frac{t + \tau}{t - \left(\frac{l-d}{v} \right) + \tau} \right].$$

Daraus ergeben sich für den Strom die beiden Spezialfälle:

1. Entladungsanfang am Rand des Zählrohrs ($d = 0$)

$$\begin{aligned} t \leq \frac{l}{v} & \quad I = A \cdot v \cdot \ln \frac{t + \tau}{\tau} \\ t \geq \frac{l}{v} & \quad I = A \cdot v \cdot \ln \frac{t + \tau}{t - \frac{l}{v} + \tau}, \end{aligned} \quad (14a)$$

2. Entladungsanfang in der Mitte des Zählrohrs ($d = \frac{l}{2}$)

$$\begin{aligned}
 t \leq \frac{l}{2v} & \quad I = 2 \cdot A \cdot v \cdot \ln \frac{t + \tau}{\tau} \\
 t \geq \frac{l}{2v} & \quad I = 2 \cdot A \cdot v \cdot \ln \frac{t + \tau}{t - \frac{l}{2v} + \tau} .
 \end{aligned}
 \tag{14b}$$

IV. Experimentelle Bestimmung des Absorptionskoeffizienten μ_0 .

1. Versuchsanordnung.

Für das quantitative Verständnis des Entladungsmechanismus ist die Kenntnis des Absorptionskoeffizienten μ_0 notwendig. Die Bestimmung von μ_0 kann mit einer ähnlichen Versuchsanordnung, wie sie GREINER¹⁾ zum Nachweis der U.V.-Photonen verwendet hat, erfolgen. In unserer Anordnung (Fig. 2) bedeuten A und B

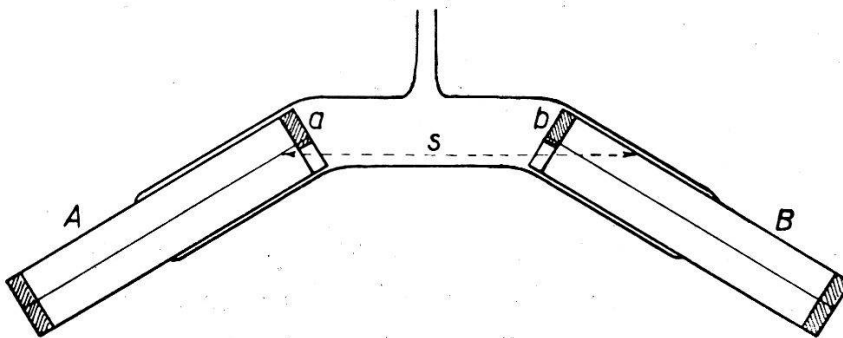


Fig. 2.

Doppelzählrohr zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten.

zwei Zählrohre, die durch ein Glasrohr miteinander verbunden sind. a und b sind zwei halbkreisförmige Scheiben aus Bernstein, die zur Befestigung des Zähldrahtes dienen und gleichzeitig eine Öffnung für den Durchtritt von Lichtquanten freigeben. Der Weg s , den die Lichtquanten beim Übergang vom einen Zählrohr ins zweite zurücklegen, ist durch diese Anordnung auf etwa 10% genau bestimmt ($s = 11 \pm 1$ cm). Enthält die Zählrohrfüllung keinen vielatomigen Gaszusatz, so wird bei jedem Entladungsstoss durch die gebildeten Lichtquanten im zweiten Zählrohr ebenfalls eine Entladung ausgelöst. Sind beide Zählrohre in Koinzidenz geschaltet, so bewirkt jede Entladung eine Koinzidenz. Durch den Zusatz von Alkoholdampf wird ein Teil der Lichtquanten absorbiert, und

¹⁾ E. GREINER, Z. f. Phys., **81**, 543 (1933).

mit zunehmendem Alkoholdruck wird schliesslich nicht mehr jede Entladung eine Koinzidenz verursachen.

Bezeichnen wir mit Ausbreitungswahrscheinlichkeit W das Verhältnis:

$$W = \frac{\text{Anzahl Koinzidenzen}}{\text{Anzahl Einzelimpulse von } A + \text{Einzelimpulse von } B}$$

so erhält man durch eine Verallgemeinerung des GREINERSchen Ansatzes

$$W = 1 - \left(1 - \frac{1}{\gamma} \cdot e^{-\mu_0 \frac{p}{p_0} \cdot s}\right)^N, \quad (15)$$

wo γ die zur Auslösung eines Photoelektrons notwendige mittlere Zahl von Lichtquanten bedeutet, während N die mittlere Zahl der Lichtquanten angibt, die ohne absorbierendes Gas vom einen Zählrohr ins zweite gelangen können.

Wird $\frac{1}{\gamma} \cdot e^{-\mu_0 \frac{p}{p_0} \cdot s}$ klein gegenüber 1, so können wir (15) entwickeln und erhalten:

$$W = \frac{N}{\gamma} \cdot e^{-\mu_0 \frac{p}{p_0} \cdot s}. \quad (16)$$

Bestimmt man den experimentellen Zusammenhang zwischen der Ausbreitungswahrscheinlichkeit W und dem Alkoholdruck p , so lässt sich mittels der Gleichung (16) der Absorptionskoeffizient μ_0 ermitteln. Aus zwei Wertepaaren der experimentellen Kurve erhalten wir nach Eliminierung von N/γ :

$$\mu_0 = \frac{p_0 \cdot \ln W_1/W_2}{s \cdot (p_2 - p_1)}. \quad (17)$$

Bei der Messung der Ausbreitungswahrscheinlichkeit W zeigte es sich, dass reines Argon als Füllgas ungeeignet war, da bei den erforderlichen kleinen Alkoholdrucken die Zählrohre kein ausgeprägtes Plateau mehr besitzen. Es wurde daher eine Argon-Luft-Mischung im Verhältnis 1:3 verwendet. Diese ergab für die getroffene Anordnung bei einem Druck von 80 mm Hg eine Ausbreitungswahrscheinlichkeit $W = 1$. Ein Alkoholdampfzusatz von einigen Zehntel mm Hg genügte, um W auf verschwindend kleine Werte zu bringen. Die Einstellung dieser kleinen Drucke erfolgte durch Expansion einer bestimmten Alkoholmenge auf ein Vielfaches des ursprünglichen Volumens. So konnte der Alkoholdruck auf einige Hundertstel mm Hg genau bestimmt werden.

2. Messergebnis.

Fig. 3 gibt den experimentell bestimmten Zusammenhang zwischen Alkoholdruck und Ausbreitungswahrscheinlichkeit wieder.

Zur Berechnung von μ_0 benützen wir die beiden Punkte P_1 und P_2 und erhalten mit der Beziehung (17):

$$\mu_0 = 640 \text{ cm}^{-1}. \quad (18)$$

Dieser Zahlenwert bedeutet, dass in einem Zählrohr mit einem Zusatz von 15 mm Hg Alkohol die Zahl der Lichtquanten nach 0,8 mm

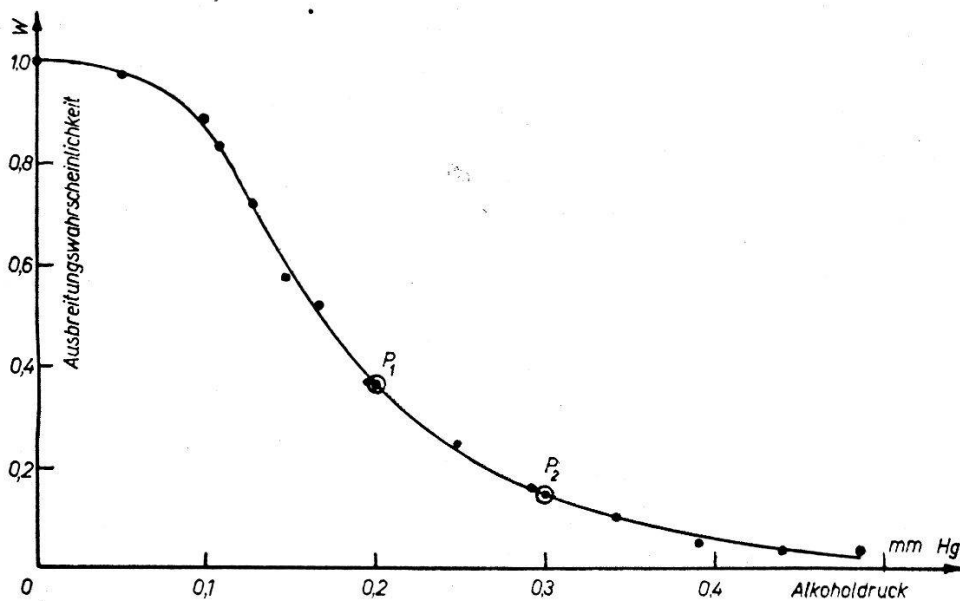


Fig. 3.

Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von Alkohol.

Weg auf $1/e$ des ursprünglichen Wertes gefallen ist. Da die Lichtquanten in unmittelbarer Nähe des Drahtes entstehen, sind sie in 2 mm Entfernung vom Draht praktisch vollkommen absorbiert. Dies erklärt die Ergebnisse der STEVERSchen Untersuchungen mit dem Glasperlen-Zählrohr¹⁾.

V. Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Ionenschlauchs mit dem Blendenzählrohr²⁾.

1. Versuchsanordnung.

Für die Ausbreitung des Ionenschlauchs längs des Drahtes ist es wesentlich, dass die elektrische Feldstärke am Draht stets grösser als die kritische Feldstärke ist. Wird dieser Wert unter-

¹⁾ H. G. STEVER, Phys. Rev. **61**, 38 (1942).

²⁾ P. HUBER, F. ALDER und E. BALDINGER, H. P. A. **19**, 204 (1946).

schritten, so kann keine Stossionisation mehr stattfinden und der Ionenschlauch breitet sich nicht mehr weiter aus. Diese Tatsache ermöglicht uns, die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Ionenschlauchs mit dem sogenannten Blendenzählrohr zu bestimmen (Fig. 4).

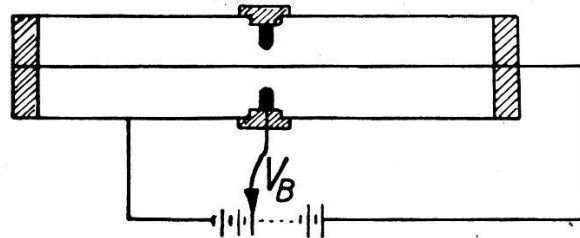


Fig. 4.
Blendenzählrohr.

Mit Hilfe der isolierten Lochblende kann beim Blendenzählrohr das elektrische Feld zwischen Blende und Draht variiert werden. Durch eine Änderung der Blendenspannung ist es möglich, die

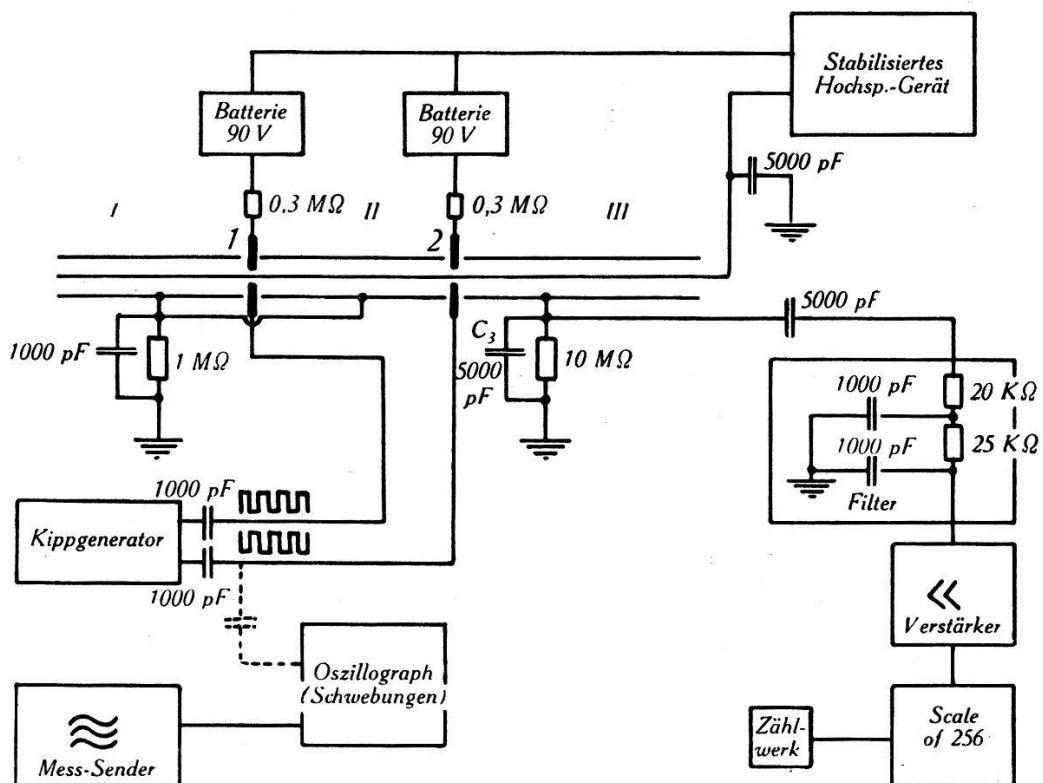


Fig. 5.
Messanordnung zur Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Ionenschlauches.

Blende für die Entladung zu sperren, bzw. durchlässig zu machen. In unserer Anordnung genügt im kritischen Spannungsgebiet eine Änderung von 60 Volt, um vom Durchlass- in den Sperrbereich zu kommen.

Die Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Ionenschlauchs erfolgt nach dem gleichen Prinzip wie die Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit nach FIZEAU (Fig. 5). Hierzu wird ein Zählrohr mit zwei Blenden 1 und 2 versehen, die unabhängig voneinander gesteuert werden können. Ein Kippgenerator liefert äquidistante Rechteckimpulse, welche die Blenden im Gegentakt öffnen und schliessen. Um mit einer möglichst kleinen Amplitude der Kippspannung auszukommen, wird die Blendenspannung durch Batterien so eingestellt, dass sich die Blenden bei Abwesenheit der Kippspannung im mittleren Übergangsbereich befinden.

Die hohe Kippfrequenz (bis 1 MHz) und die relativ grosse Kapazität zwischen Blende und Kathode verlangen die Kathode kapazitiv zu erden, da sonst der Zählrohrspannung eine störende Kippspannung überlagert ist. Die Impulse des Zählrohrs am Ableitwiderstand sind noch kleiner als die überlagerte Kippschwingung, so dass diese mit einem Filter gedämpft werden muss.

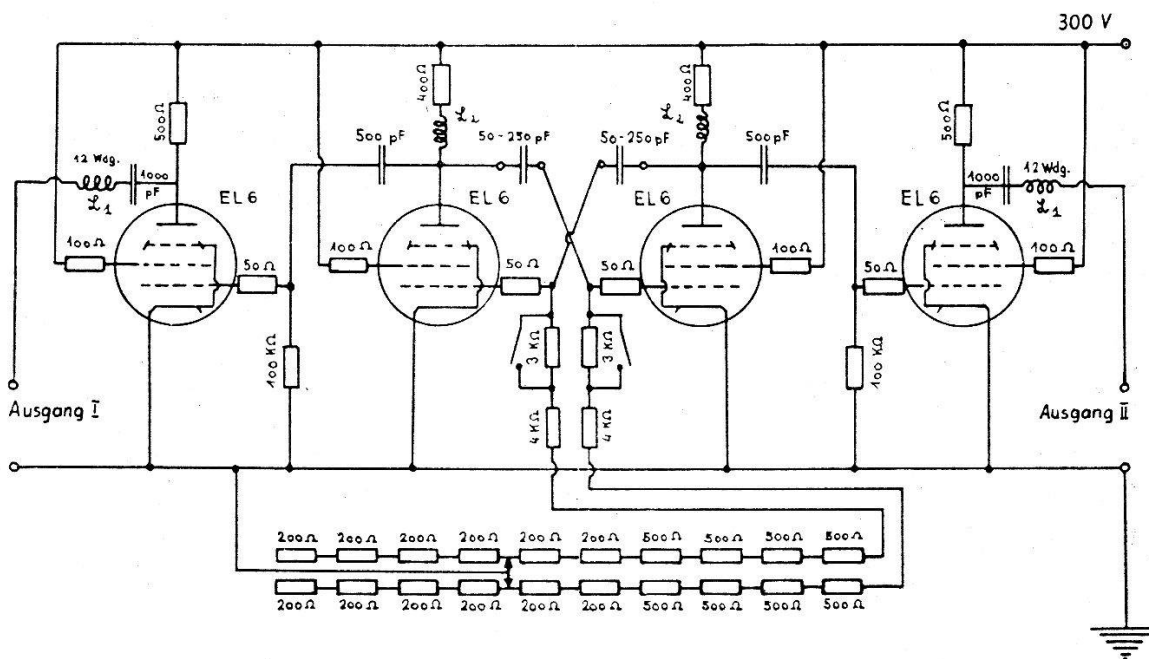


Fig. 6.
Kippgenerator.

Ein Multivibrator (Fig. 6) erzeugt die rechteckigen Steuerimpulse, welche über zwei übersteuerte Endröhren den Blenden zugeführt werden. Zur Verbesserung der Flankensteilheit befinden sich in den Anodenzuleitungen der Multivibratorröhren, sowie in den Ausgangsleitungen Zusatzinduktivitäten. Um hochfrequente Störschwingungen in den Endröhren zu vermeiden, liegen in den Gitter-, bzw. Schirmgitterzuleitungen kleine Dämpfungswider-

stände. Die Änderung der Kippfrequenz geschieht durch Änderung der Zeitkonstante des Multivibrators.

Zur Frequenzmessung wird die Spannung des Kippgenerators mit derjenigen eines geeichten Messenders verglichen. Dazu beobachtet man die Schwebungen der Frequenz des Messenders mit der Grundfrequenz der Kippspannung.

2. Messergebnis.

Alle Entladungen, die im Teil I des Blendenzählrohrs mit einem Präparat ausgelöst werden und ungehindert durch die beiden Blenden hindurchtreten können, erzeugen im Teil III Impulse, die verstärkt und gezählt werden. Erhöht man die Steuerfrequenz von Null ausgehend, so nimmt die Zahl der Registrierungen zu. Sie erreicht ein Maximum, wenn die Laufzeit des Ionenschlauches im mittleren Teil des Zählrohrs gerade gleich der halben Schwingungsdauer T_0 der Kippfrequenz f_0 ist. Dann gelangen sämtliche Impulse die die Blende 1 passieren konnten auch durch die Blende 2. Bei Erhöhung der Kippfrequenz nimmt die Zahl der registrierten Impulse wieder ab und wird bei $f_1 = 2 \cdot f_0$ minimal, da nun die Laufzeit des Ionenschlauches gleich der Schwingungsdauer der Kippfrequenz ist, so dass für jede durch die Blende 1 gelangende Entladung die Blende 2 bei ihrer Ankunft geschlossen ist.

Eine weitere Steigerung der Kippfrequenz liefert abwechslungsweise neue Maxima und Minima, und zwar wird für die Frequenzen $f = n \cdot f_0$ die Zahl der Impulse ein Maximum für ungerades n , ein Minimum für gerades n .

Bezeichnen wir die Frequenz des ersten Maximums mit f_0 und die Laufzeit des Ionenschlauches zwischen den beiden Blenden mit t_0 , so gilt:

$$t_0 = \frac{T_0}{2} = \frac{1}{2 \cdot f_0}. \quad (19)$$

Ist d der Abstand der beiden Blenden, so wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit

$$v = \frac{d}{t_0} = 2 \cdot f_0 \cdot d. \quad (20)$$

Eine Messkurve ist in Fig. 7 wiedergegeben. Der sägezahnartige Verlauf der Kurve ist durch die Rechteckform der Kippimpulse bedingt. Die Flankensteilheit der Kippschwingungen ist konstant, so dass mit zunehmender Frequenz immer grössere Abweichungen von der idealen Rechteckform auftreten, was eine Verkleinerung der Maxima zur Folge hat. Aus den Abständen der Minima und

Maxima findet man für die Frequenz f_0 190 kHz. Mit dem Blendenabstand von 22 cm wird daher die Ausbreitungsgeschwindigkeit v :

$$v = (8,35 \pm 0,05) \cdot 10^6 \text{ cm/sec.}$$

Da sowohl der Blendenabstand als auch die Kippfrequenz sehr genau gemessen werden können, sind die nach dieser Methode erhaltenen Resultate mit nur kleinen Fehlern behaftet.

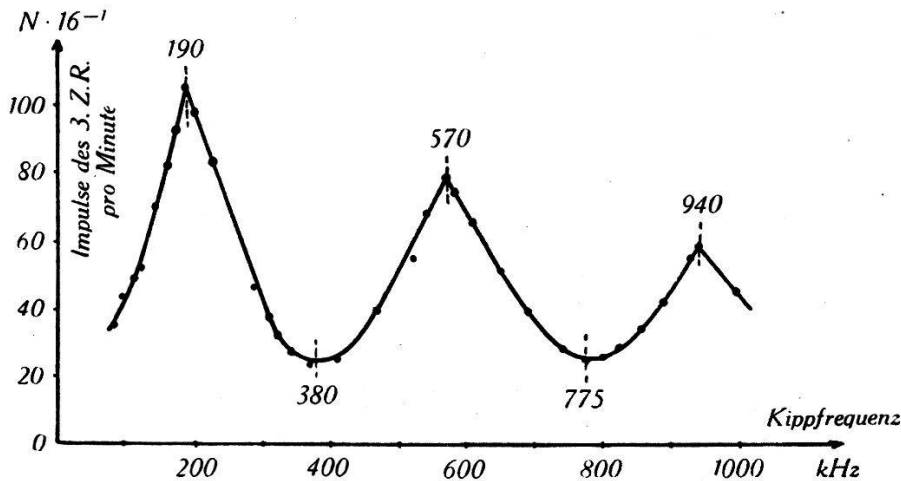


Fig. 7.

Impulszahl im Teil III als Funktion der Kippfrequenz.

Zählrohrfüllung: 16 mm Alkohol, 64 mm Argon; Zählrohrspannung 1100 Volt;
Zählrohdurchmesser 0,015 cm; Zylinderdurchmesser 1,8 cm.

Im nächsten Abschnitt wird noch eine einfachere Methode zur Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Ionenschlauches angegeben. Die Druck- und Spannungsabhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit werden wir daher erst später untersuchen.

VI. Experimentelle Bestimmung der Impulsform¹⁾.

1. Versuchsanordnung.

Zur direkten Prüfung der Theorie über den Stromverlauf von Zählrohrimpulsen ist die Messung der Impulsform erforderlich. Eine in Fig. 8 wiedergegebene Schaltung ist hierzu brauchbar. Die Impulse werden an einem zum Zählrohr in Serie geschalteten Widerstand von 500 Ohm abgenommen. Da der Anstieg des Impulses von der Größenordnung von 10^{-6} sec ist, darf die Zeitkonstante RC

¹⁾ P. HUBER, F. ALDER, E. BALDINGER und F. METZGER, H. P. A. **19**, 207 (1946).

Parallelschwingkreis bekannter Eigenfrequenz durch den plötzlich aussetzenden Anodenstrom zu einer gedämpften Schwingung angeregt. Die Phase der erzeugten Schwingung ist so synchron mit derjenigen der Zeitablenkung.

2. Messergebnis.

In Fig. 9 sind drei typische Impulsformen sowie eine Eichkurve wiedergegeben. Die Aufnahmen wurden gewonnen, indem am Zählrohr an drei verschiedenen Stellen α -Teilchen eingestrahlt werden

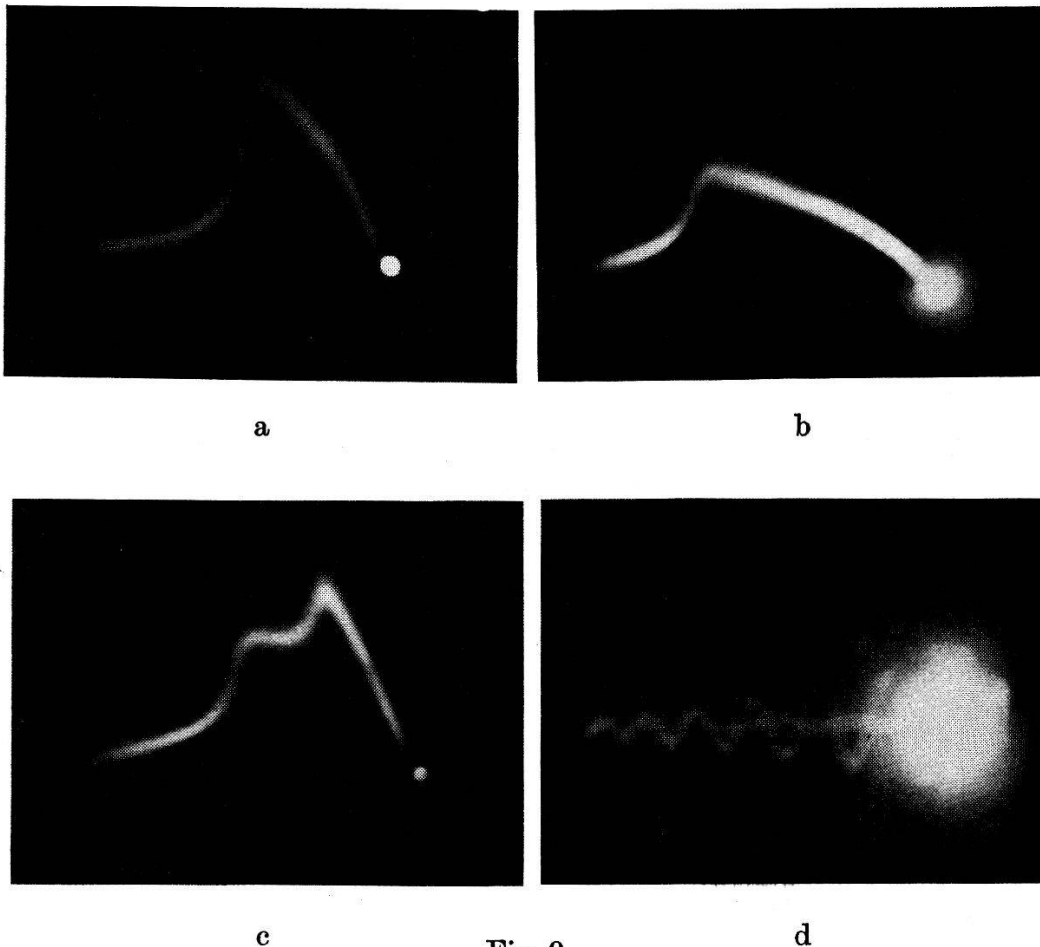


Fig. 9.

Experimentell bestimmte Impulsformen.

a: in der Mitte eingestrahlt; b: am Rand eingestrahlt; c: $l/3$ eingestrahlt;

d: Eichkurve für Zeitablenkung.

Zeitablenkung von rechts nach links.

konnten. Zum direkten Vergleich der experimentellen mit den errechneten Kurven muss die Zeitablenkung mit Hilfe der Eichkurve entzerrt werden, was für die drei Kurven der Fig. 10 ausgeführt wurde. Die Stromeichung der Entladung erfolgte durch Bestimmung des Verstärkungsfaktors der Schaltung, sowie der

Ablenkempfindlichkeit der Kathodenstrahlröhre. Zur zahlenmässigen Auswertung der errechneten Beziehungen müssen in den Formeln (14), (14a) und (14b) die Konstanten $A \cdot v$ und τ bekannt sein. Ihre Bedeutung ist in (12) angegeben. Eine Berechnung ist jedoch nicht möglich, da die in (12) auftretenden Grössen q und

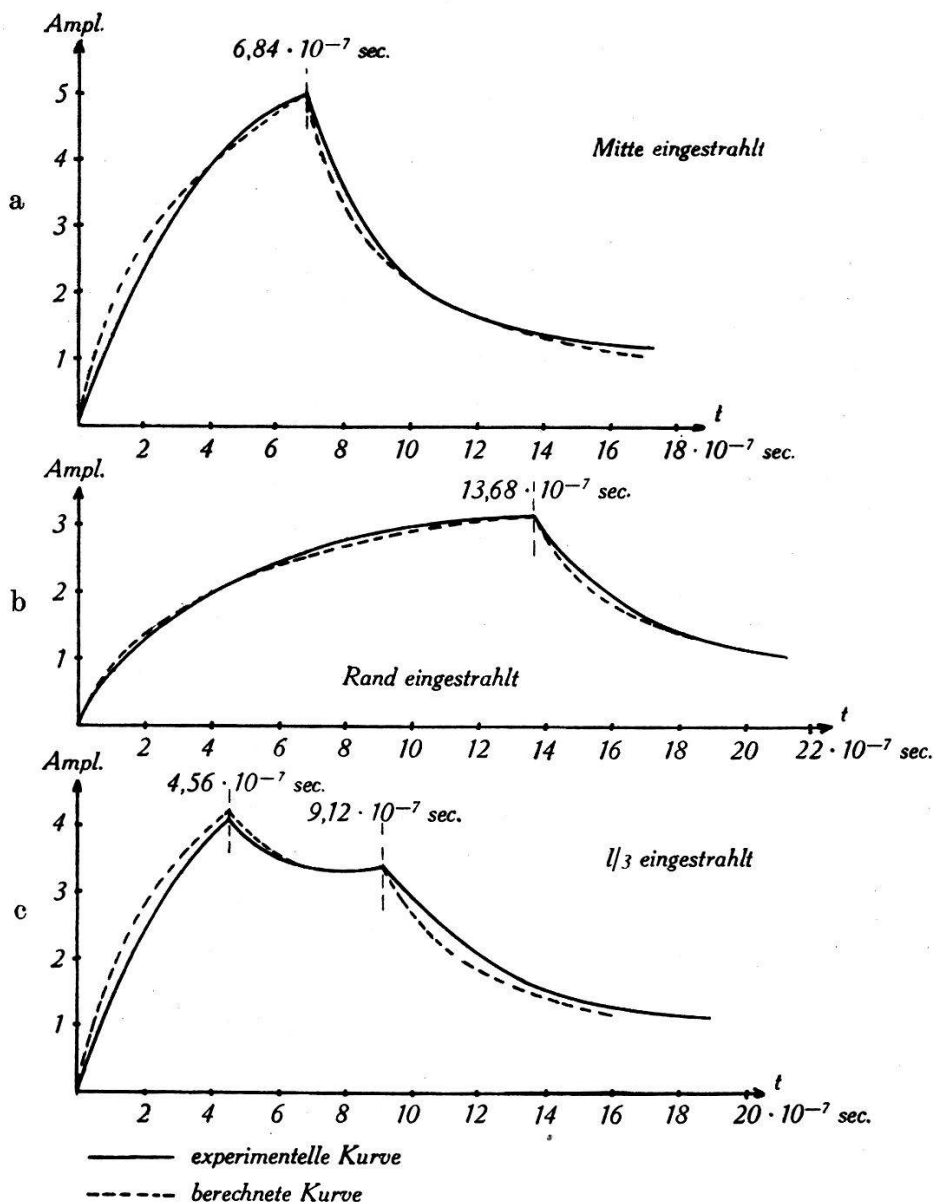


Fig. 10 a - c.

Vergleich zwischen experimentell bestimmter und berechneter Impulsform. Zählrohrdaten wie bei Fig. 7.

ϱ nur ungenau bekannt sind. Es ist daher notwendig, τ und $A \cdot v$ aus den experimentellen Kurven zu bestimmen. Für die Auswertung wurde die Kurve 10a benützt. Da die entsprechende Beziehung (14b), unter Verwendung zweier Wertepaare I und t , nicht nach τ

aufgelöst werden kann, bilden wir die zeitliche Ableitung von (14b):

$$\dot{I} = 2 \cdot A \cdot v \frac{1}{t + \tau} \quad (21)$$

und entnehmen der Kurve 10a (ausgezogene Kurve) die Neigung des Stromanstiegs in zwei Punkten. τ kann nun berechnet werden und wir erhalten:

$$\tau = 0,72 \cdot 10^{-7} \text{ sec} \quad (22)$$

$A \cdot v$ ergibt sich durch Angleichen der theoretischen Kurve an die experimentelle im Strommaximum:

$$A \cdot v = 298 \mu\text{Amp.} \quad (23)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit v ist aus Messungen mit dem Blendenzählrohr bekannt. Die Kenntnis der Impulsform gibt uns noch eine weitere Bestimmungsmöglichkeit von v . Die Anstiegsdauer des Impulses entspricht z. B. bei Einstrahlungsbeginn der Entladung in der Mitte der Ausbreitungszeit des Ionenschlauches über die halbe Zählrohlänge. Aus Kurve 10a bestimmt man ($l = 8,5 \text{ cm}$; $t = 6,84 \cdot 10^{-7} \text{ sec}$):

$$v = 12,44 \cdot 10^6 \text{ cm/sec.} \quad (24)$$

Mit den Zahlenwerten von $A \cdot v$, τ und v lässt sich der theoretische Verlauf der Impulsformen berechnen. In Fig. 10a—10c sind die den experimentellen entsprechenden theoretischen Kurven gestrichelt eingezeichnet. Die Übereinstimmung kann als sehr gut bezeichnet werden.

Mit den Werten (22) und (23) für τ und $A \cdot v$ können wir ferner die Konstanten q und ϱ berechnen. Benützen wir zur Eliminierung der Grösse Q_0 die Beziehung (7), so erhalten wir für die Zählrohrspannung 1150 Volt und die Zählrohrdimensionen $a = 7,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$; $b = 1,8 \text{ cm}$:

$$q = 2,29 \cdot 10^{-10} \text{ Clb/cm,}$$

$$\varrho = 11,2 \text{ cm}^2/\text{Volt sec.}$$

Der so erhaltene Wert für ϱ steht in guter Übereinstimmung mit den Angaben von Engel und Steenbeck¹⁾. Bei den in Frage kommenden Feldstärken wird die Ionenbeweglichkeit für Argon von 80 mmHg Druck zu $\varrho = 12,5 \text{ cm}^2/\text{Volt sec}$ angegeben.

¹⁾ ENGEL und STEENBECK, Elektrische Gasentladungen, Verlag Springer, Berlin 1932, S. 191.

3. Ausbreitungsgeschwindigkeit der Zählrohrentladung in Abhängigkeit von Druck und Spannung.

Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, dass sich aus der Lage der Maxima des Stromimpulses die Ausbreitungsgeschwindigkeit bestimmen lässt. Wir wollen zunächst die nach dieser Methode erhaltenen Ergebnisse mit den am Blendenzählrohr gewonnenen vergleichen. Wird die Impulsform direkt am Blendenzählrohr aufgenommen, so ist eine Übereinstimmung der Betriebsdaten gewährleistet, und die gemessenen Geschwindigkeiten müssen gleich gross sein. Zur Aufnahme der Impulsform ist es zweckmässig, noch einen der durch die Blenden entstehenden kurzen Impulse zum eigentlichen Zählrohrimpuls hinzuzuzählen, so dass die gesamte Messlänge für beide Methoden gleich wird. Wir verbinden daher eine der beiden Blenden kapazitiv mit dem mittleren Zählrohrstück. Je nachdem die Entladung zuerst die angekoppelte Blende oder das Mittelstück II des Zählrohrs durchläuft, wird vor oder nach dem Hauptimpuls der kurze Blendenimpuls auftreten (Fig. 11).



Fig. 11.

Impulsform, am Blendenzählrohr aufgenommen.
Blendenimpuls nach dem Hauptimpuls.

Geschwindigkeitsmessungen bei verschiedenen Füllungen und Zählrohrspannungen nach beiden Methoden ergaben Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen.

Beispiel einer Messung:

Zählrohrfüllung: 67 mm Hg Argon + 13 mm Hg Alkohol,

Zählrohrspannung: 1050 Volt.

Nach der Blendenmethode: $v = 8,80 \cdot 10^6$ cm/sec.

Aus der Impulsform: $v = 8,75 \cdot 10^6$ cm/sec.

Nachdem beide Methoden gleichwertig sind, ist es zweckmässig, die Ausbreitungsgeschwindigkeit für die Untersuchung der Druck- und Spannungsabhängigkeit der Impulsform zu entnehmen. Das

Ergebnis der Messungen ist in Fig. 12 wiedergegeben. Der Gesamtdruck im Zählrohr betrug stets 80 mmHg, während der Druck des Alkoholzusatzes von ca. 10 bis 20 mmHg variiert wurde. Mit zunehmender Zählrohrspannung wird bei gleichbleibender Füllung die Ausbreitungsgeschwindigkeit immer grösser. Dies ist zu erwarten, da gleichzeitig mit der Spannung auch die Zahl der ausgelösten Lichtquanten anwächst. Je mehr Lichtquanten aber entstehen, desto grösser wird der in einem Elementarprozess zurückgelegte Schritt längs des Drahtes. Da die Dauer eines solchen Prozesses in erster Näherung ungeändert bleibt, wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit zunehmen.

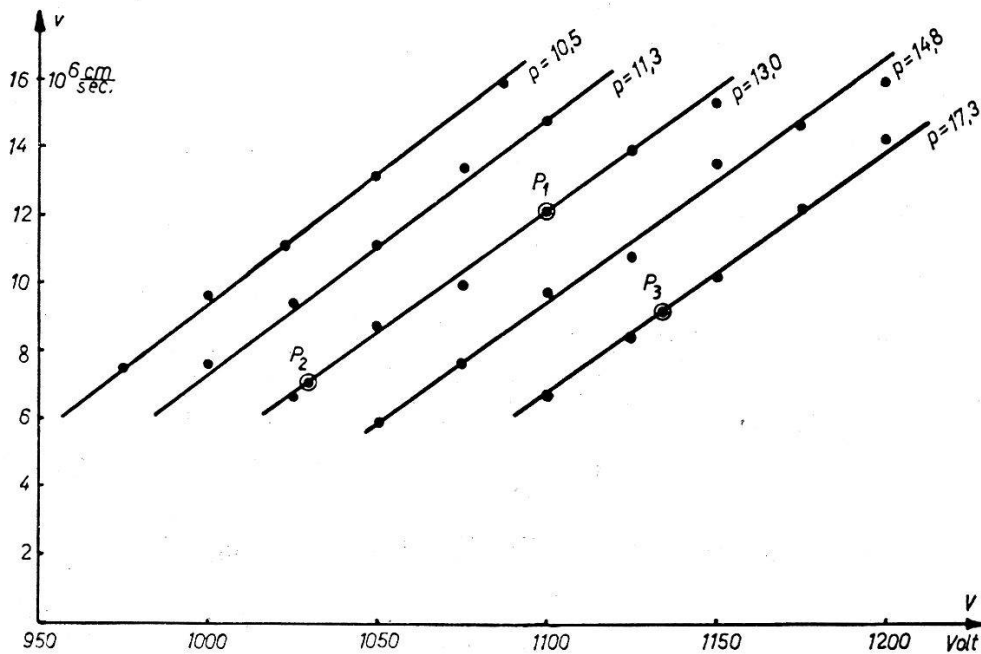


Fig. 12.

Druck- und Spannungsabhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit.

Weiter entnehmen wir aus Fig. 12, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit mit wachsendem Alkoholdruck bei konstanter Zählrohrspannung abnimmt. Dies ist eine Folge der stärkeren Absorption der Lichtquanten im Alkoholdampf.

Um das Ergebnis dieser Messung mit der in Abschnitt II gegebenen Theorie vergleichen zu können, müssen zuerst die in Gleichung (3b) auftretenden Grössen ermittelt werden. Die Werte von μ_0 , p_0 und p_{tot} sind bekannt: $\mu_0 = 640 \text{ cm}^{-1}$ (18), $p_0 = 760 \text{ mmHg}$ und $p_{\text{tot}} = 80 \text{ mmHg}$. Die übrigen drei Konstanten A , B und ϑ , über deren Werte nichts Genaueres ausgesagt werden kann, bestimmen wir durch Anschluss an die experimentellen Kurven. Benützen wir die drei Punkte P_1 , P_2 und P_3 (Fig. 12), so finden wir:

$$\vartheta = 1,2 \cdot 10^{-9} \text{ sec}, \quad A = 1,85 \cdot 10^{-2} \text{ mmHg}^{-1}, \quad B = 3,2 \cdot 10^{-3} \text{ Volt}^{-1}. \quad (25)$$

Der Wert für ϑ , der die Anregungszeit der Argonatome und die Laufzeit der Elektronen enthält, stimmt mit unseren Abschätzungen im Abschnitt II überein. Die physikalische Bedeutung von B kann aus (6a) abgelesen werden. B stellt den reziproken Wert derjenigen Spannungserhöhung am Zählrohr dar, die eine Verdopplung der Ladung in der primären Lawine bewirkt. Zur Kontrolle des Wertes für B wird mit Hilfe eines linearen Verstärkers die Charakteristik eines α -Zählrohrs im Proportionalbereich ausgemessen. Fig. 13 zeigt die Impulshöhe A als Funktion der angelegten Spannung. Bis zu einem kritischen Wert V_c arbeitet das Zählrohr als Ionisationskammer; dann folgt der Proportionalbereich. Die

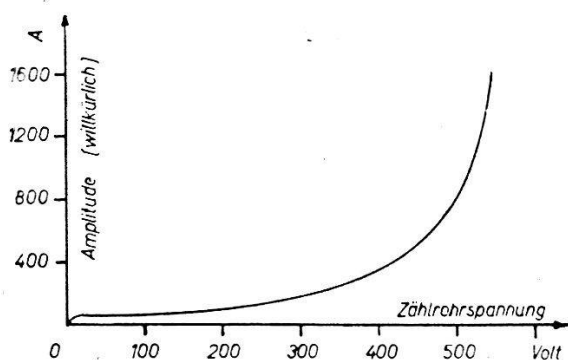


Fig. 13.

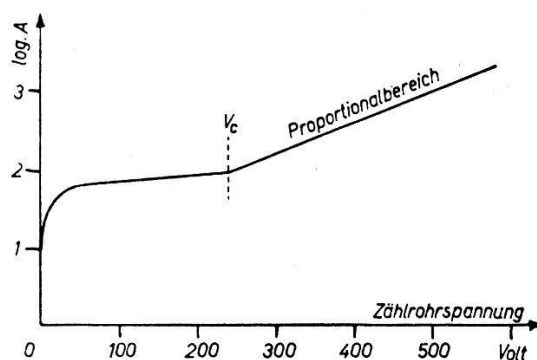
Charakteristik eines α -Zählrohrs.

Fig. 14.

Proportionalbereich eines α -Zählrohrs.

Impulshöhe im Proportionalbereich ist darstellbar durch die Beziehung:

$$J = \text{const. } 2^{BV}. \quad (26)$$

Daraus folgt für die Grösse B :

$$B = \frac{d(\ln J)}{dV} / \log 2. \quad (26a)$$

Aus Fig. 14, wo der Logarithmus der Impulshöhe aufgetragen ist, findet man für $B = 5,6 \cdot 10^{-3} \text{ Volt}^{-1}$, und damit grössenordnungsmässig Übereinstimmung mit dem Wert aus (25).

Die experimentell ermittelten Konstanten gestatten nun, mit Gleichung (3b) die Druck- und Spannungsabhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit zu bestimmen. In Fig. 15 sind die berechneten und gemessenen Kurven aufgezeichnet. Die Übereinstimmung von Rechnung und Messung ist in Anbetracht der komplizierten Vorgänge und der bei der Herleitung von (3b) gemachten Vereinfachungen recht gut. Eine Verbesserung wäre z. B. denkbar, wenn λ_j nicht mehr als Konstante betrachtet würde. Eine nähere

Untersuchung zeigte, dass Änderungen von λ_j um weniger als 10% bereits grössere Abweichungen bewirken, als sie in Fig. 15 auftreten.

Abschliessend sei noch auf eine Erscheinung hingewiesen, die während der Aufnahme der Impulsform beobachtet wurde. Der

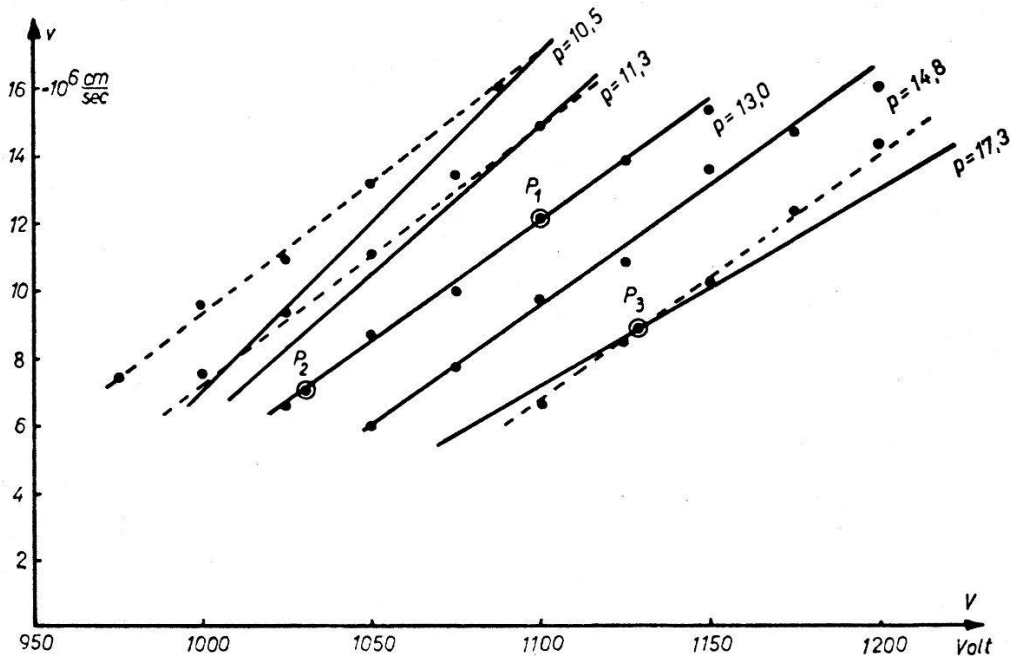


Fig. 15.

Experimenteller und theoretischer Verlauf der Ausbreitungsgeschwindigkeit.

— berechnete Werte. • gemessene Werte.

p : Alkoholdruck in mm Hg.

gleichmässige Anstieg des Impulses, wie er bei der photographischen Aufnahme auftritt, entsteht durch Überlagerung vieler Einzelimpulse, deren Anstieg eine gewisse Welligkeit aufweist, die, wie eine nähere Prüfung zeigte, nicht vom Verstärker herrührt. Die Vermutung liegt nahe, dass Schwankungen der Ladungsdichte im Ionenschlauch die Ursache sind.

Der Basler chemischen Industrie, der Kommission des Bundes zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung und der Firma Brown, Boveri & Cie. danken wir für finanzielle Unterstützung. Ferner danken wir Herrn L. H. Schepp, Tubag AG., für grosszügiges Entgegenkommen.