

Aus dem Institut für angewandte Physik der Universität Hamburg

## **Eine Untersuchung der Elektronenkomponente von Elektronenlawinen im homogenen Feld II**

Von

L. FROMMHOLD

Mit 15 Figuren im Text

(Eingegangen am 12. August 1960)

Electron avalanches in uniform fields are studied by means of a short duration spark light source. Electron drift velocities  $v_-$  are measured in hydrogen, nitrogen, oxygen, and some vapours. It is shown, that in hydrogen and nitrogen the number of electrons increases exponentially by gas amplification with a time constant  $1/\alpha v_-$ , in accordance with a conventional assumption and with previous measurements in methane.  $\alpha$  is the first Townsend coefficient. In oxygen and air it is, however, demonstrated that the number of electrons increases considerably less than  $\exp(\alpha v_- t)$ , and the multiplication process takes longer time. This is evidently due to time losses of the electrons on their paths across the gap. Thus the mean time interval for successors, started by photons at the cathode, is increased. — In addition, this paper gives details of some measurements of the first Townsend coefficient  $\alpha$ , the electron diffusion coefficient, and ionic drift velocities for certain gases.

### **I. Einleitung**

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der Elektronenkomponente von Elektronenlawinen, die von etwa  $10^4$  nahezu gleichzeitig erzeugten Elektronen gestartet werden. Da wir etwa  $10^6$  Elektronen benötigen, um den Impuls oszillographisch nachzuweisen (das Verstärkergeräuschen beträgt dann mehrere Prozent der Impulshöhe), ist eine Gasverstärkung von  $10^2$  ausreichend. Damit ist es möglich, auch in Gasen ( $H_2$ ,  $N_2$ ,  $O_2$ , Luft) Elektronenlawinen zu beobachten. Dieses Verfahren bietet zwei Möglichkeiten:

1. Wir prüfen, ob die Zahl der Elektronen einer Lawine exponentiell mit der Zeitkonstanten  $1/\alpha v_-$  wächst, wie wir es in einer vorangegangenen Arbeit an Einzellawinen in Methan geprüft haben<sup>1, 2</sup>. Früher wurde gezeigt, daß in gewissen Gasen diese Übereinstimmung nicht gegeben ist, woraus ein verzögerter Ionisationsprozeß abgeleitet wurde<sup>3</sup>. — Ferner vergrößert die Raumladung die Zeitkonstante<sup>1, 4</sup>. In dieser

<sup>1</sup> FROMMHOLD, L.: Z. Physik **156**, 144 (1959).

<sup>2</sup> FROMMHOLD, L.: Proc. IVth Int. Conference Ionization Phenomena in Gases, Uppsala 1959, Bd. I, S. 115. Amsterdam: North Holland Publ. Comp. 1960.

<sup>3</sup> VOGEL, J.: Z. Physik **148**, 355 (1957).

<sup>4</sup> FROMMHOLD, L.: Diss. Hamburg 1960. Hierzu auch die zusammenfassende Darstellung von H. RAETHER, Ergebn. exakt. Naturw. **33** (im Druck).

Arbeit konnte die Raumladung wegen der kleinen Gasverstärkung vermieden werden, weil eine gleiche Ladung auf ein größeres Volumen verteilt ist; eine einfache Abschätzung ergibt um Größenordnungen kleinere Raumladungsfeldstärken.

2. Wir haben eine einfache Möglichkeit, die Flugdauer, und damit die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in diesen Gasen zu messen, da der Zeitpunkt des Starts an der Kathode durch einen Funkenimpuls gegeben ist, und die Ankunft der Elektronen an der Anode dem Oszillogramm recht genau zu entnehmen ist.

Unsere Messungen wurden zur Vermeidung von Sekundärlawinen bei Spannungen gemacht, die mehrere Prozent unter der Durchbruchspannung lagen. Der Nachlieferungskoeffizient  $\mu = \gamma(e^{\alpha d} - 1)$  war dadurch im allgemeinen kleiner als 0,4.

## II. Meßanordnung

*Zur Apparatur.* Rezipient und Gaseinlaß sind früher beschrieben worden<sup>3</sup>. Die Kühlfallen waren mit flüssiger Luft gefüllt, um die Gase zu trocknen. Vor dem Einlassen herrschte ein Restdruck von  $10^{-2}$  Torr, und wir spülten mit dem Füllgas. Die Reinheit der Gase war: Stickstoff 99,7% (Rest 0,2% O<sub>2</sub>, 0,1% A)\*; Wasserstoff 99,9% (Rest O<sub>2</sub>); Sauerstoff 99,9%. — In einigen Versuchen haben wir den Stickstoff beim Einlassen über einen Sauerstoffentferner (BTS-Katalysator der Firma BASF) geleitet. Dies beeinflusste unsere Meßergebnisse nicht, lediglich die Ionendriftgeschwindigkeit nahm um einige Prozent ab (Fig. 14).

Die Bezugstemperatur für unsere Druckangaben ist 20° C. Beim Vergleich mit Arbeiten anderer Autoren haben wir deren Daten auf 20° umgerechnet, falls abweichende Bezugstemperaturen genannt wurden.

Die Bandbreite der Verstärkeranordnung betrug bei Untersuchungen der Elektronenkomponente 0,002 bis 40 MHz, entsprechend einer Anstiegszeit von 8 nsec. Zur Beobachtung der Ionenkomponente veränderten wir die Bandbreite auf etwa 0 bis 1 MHz, entsprechend 0,4  $\mu$ sec Anstiegszeit. Die Empfindlichkeit war etwa 1 mVolt pro Zentimeter Schirmbildhöhe. Dies entspricht einer Elektronenzahl von einigen  $10^6$ . — Zur Zeiteichung wurde ein kristallgesteuerter „time marker“, Tektronix, verwendet.

*Die Funkenlichtquelle.* Durch Funken erzeugen wir UV-Lichtimpulse, die etwa  $10^4$  Elektronen an der Kathode auslösen. Die wesentliche Voraussetzung unserer Messung ist eine kurze Leuchtdauer, die klein sein muß gegen die Flugzeit  $T_- = d/v_-$  der Elektronen und höchstens vergleichbar werden darf mit  $1/\alpha v_-$ , falls man die Zeitkonstante des Lawinen-

\* Herrn Dr. GRÜTZMACHER habe ich für die massenspektrometrische Analyse zu danken.

anstieges noch unverfälscht in der Nähe von  $T_-$  messen will. Damit ist eine obere Grenze der Leuchtdauer festgelegt mit etwa 20 nsec.

Die Ausführung des Entladekreises zeigt Fig. 1. Eine Kapazität von 1 nF wird über einen Ladewiderstand von 300 MOhm bis zum Erreichen

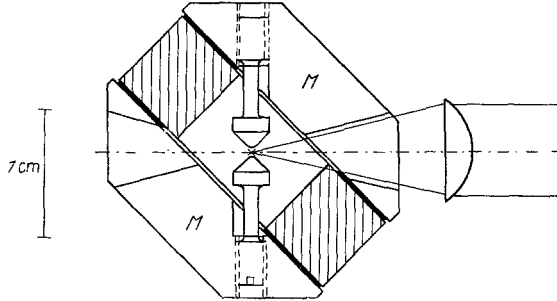


Fig. 1. Querschnitt durch die Funkenlichtquelle. Auf das ringförmige Dielektrikum (schraffiert) sind Messingkappen (M) aufgelötet, die die eingeschraubten Elektroden (mit Wolframspitzen) tragen

der Zündspannung (etwa 5 kV) aufgeladen. — Die kürzeste Leuchtdauer erzielen wir in Helium von 4 bis 8 Atm Druck. Den zeitlichen Intensitätsverlauf des Funkenlichtes haben wir unter Zuhilfenahme der Lawinoszillo-

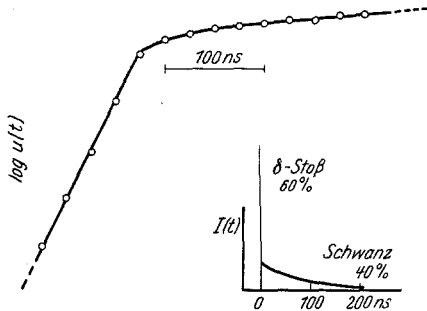


Fig. 2. Vergleich einer Elektronenkomponente in Methan (O) mit der Rechnung (ausgezogen), der der rechts unten skizzierte Intensitätsverlauf der Blitzlampe zugrunde liegt

gramme ermittelt. Dieser kann nicht ohne weiteres mit einem Multiplier gemessen werden wegen des vergrößerten UV-Bereiches (etwa 1500 bis 3000 Å), den wir durch Verwendung besonderer Quarzglasfenster („Suprasil“ der Firma Heraeus) erzielen. Auch kann man den Impuls der Photoelektronen nicht direkt in unserer Apparatur messen (z. B. im Vakuum), da die Nachweisgrenze gerade bei mehreren  $10^8$  Elektronen liegt und der Impuls nur

etwa eben so groß wie das Verstärkerrauschen wird. Wir machen verschiedene Ansätze für den Intensitätsverlauf  $I(t)$ : rechteckige und exponentiell abnehmende Verläufe unterschiedlicher Dauer. Zu einem gegebenen Verlauf  $I(t)$  berechnen wir die Lawinen-Impulsform nach der Formel

$$u(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t') \cdot f(t-t') \cdot dt' \quad f(t) = \begin{cases} e^{\alpha v \cdot t} & \text{für } t \leq 0 \\ 1 & \text{für } t \geq 0 \end{cases}$$

und vergleichen das berechnete  $u(t)$  mit Oszillogrammen von Elektronenkomponenten in Methan, über die wir die erforderlichen Daten haben<sup>1</sup>;

insbesondere wird durch einen hohen Druck (500 Torr) die Diffusionsweite klein gewählt. — Als beste Annäherung an den Leuchtverlauf ergibt sich ein  $\delta$ -Stoß, der 60% der gesamten Intensität enthält und kurz gegen 25 nsec ist, und ein überlagerter „Leuchtschwanz“, der exponentiell mit einer Zeitkonstanten von  $10^{-7}$  sec abklingt und 40% der gesamten Intensität enthält (Fig. 2). — Die wahre Dauer des  $\delta$ -Stoßes kann nur geschätzt werden aus der Schärfe gewisser Spitzen und scharfer Übergänge der Oszillogramme, die wir stets so scharf finden, wie der Verstärker mit einer Anstiegszeit von 8 nsec sie wiedergeben kann. Würde die Dauer des  $\delta$ -Stoßes etwa diese Zeit erreichen oder übersteigen, so sollte eine merkbare Verrundung der Spitzen zu sehen sein, was kaum der Fall ist. Wir können daher eine Breite des  $\delta$ -Stoßes von höchstens 5 nsec annehmen.

### III. Ergebnisse

#### 1. Elektronenkomponenten in Stickstoff und Wasserstoff

Das Spannungsoszillogramm (der Spannungsverlauf ist proportional dem Integral des Elektronenstromes) einer Elektronenkomponente in Stick- und Wasserstoff zeigt Fig. 6. Dieses besteht aus zwei aufeinanderfolgenden Teilen, wie man aus einer Umzeichnung in ein logarithmisches Netz ( $\log u$  gegen  $t$ ) erkennt (Fig. 3), nämlich aus 1. einem exponentiell ansteigenden Teil, durch eine Gerade im logarithmischen Netz dargestellt und 2. einem Übergangsgebiet  $\Delta t$ . Diese Übergangszeit umfaßt hauptsächlich die Leuchtdauer des Blitzes ( $\delta$ -Stoß), die Diffusion des Elektronenschwarmes sowie eine Verrundung durch die endliche Verstärkeranstiegszeit. Anschließend folgt ein annähernd linear ansteigender

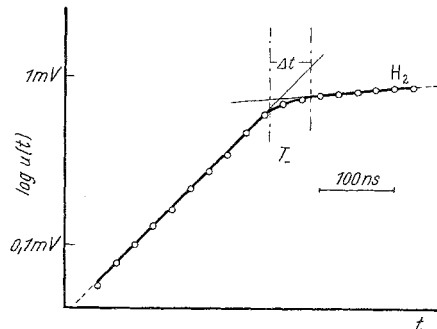


Fig. 3. Elektronenkomponente von Fig. 6a im logarithmischen Netz

Teil, hervorgerufen durch den (konstanten) Strom der positiven Ionen, „Ionenkomponente“. Hier ist der Elektronenstrom gleich Null, falls der Leuchtschwanz der Blitzlampe vernachlässigt wird.

Wegen des überlagerten Verstärkerrausches können wir den Exponentialteil des Impulses nicht zurückverfolgen bis zum Start der ersten Elektronen an der Kathode (dieser Zeitpunkt ist im Oszillogramm durch einen kleinen Wellenzug markiert); auch hier liegt offenbar der gleiche Exponentialverlauf vor.

Um zu prüfen, ob die Elektronenkomponente mit der Zeitkonstanten  $1/\alpha v_-$  ansteigt, müssen wir 1. den Elektronenstoßionisierungskoeffizienten  $\alpha$  und 2. die Elektronendriftgeschwindigkeit  $v_-$  kennen.

1. Die Bestimmung von  $\alpha$  erfolgt aus dem Abfall der Ionenkomponente bei  $T_+$ . Der Ionenstrom folgt dem Gesetz<sup>5</sup>

$$i_+(t) = \frac{\varepsilon \cdot v_+}{d} \cdot \{e^{\alpha d} - e^{\alpha v_+ t}\} \quad T_- \leq t \leq T_+ = d/v_+.$$

Im abgeglichenen Fall ( $RC = T_+/\alpha d$ ;  $R$  = Arbeitswiderstand;  $C$  = Kapazität der Entladestrecke) ist der Spannungsimpuls  $u(t)$  dem Strom der Ionen proportional. Durch Umzeichnen von  $u_0 - u(t)$  in ein logarithmisches Netz gewinnen wir den Wert  $\alpha v_+$ . Die Ionenlaufzeit  $T_+ = d/v_+$  bzw. die Ionendriftgeschwindigkeit  $v_+$ , entnehmen wir dort, wo der Impuls auf die Hälfte seines ursprünglichen Wertes  $u_0$

$$u_0 = \frac{\varepsilon v_+}{d} \cdot R \cdot e^{\alpha d}$$

abgefallen ist. Die hieraus erhaltenen  $\alpha$ -Werte haben wir in Fig. 4 und 5 verglichen mit den bekannten Meßdaten<sup>6-11</sup>. Die beste Übereinstimmung geben die Werte von MASCH<sup>6</sup> für Stickstoff, und von ROSE<sup>7</sup> für Wasserstoff, deshalb benutzen wir diese Werte zur Berechnung von  $1/\alpha v_-$ .

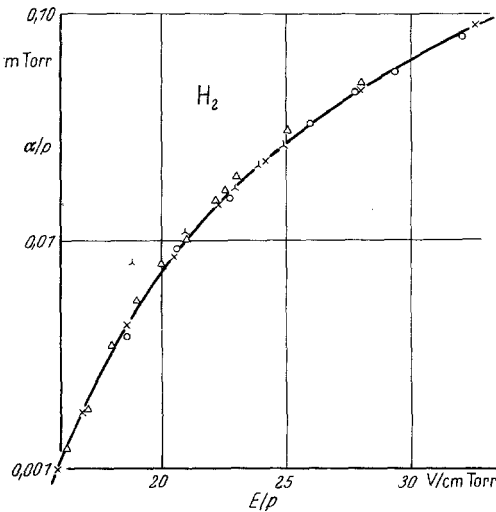


Fig. 4. Elektronen-Stoichiierungskoeffizient für Wasserstoff nach ROSE (—x—). Eigene Messung der Elektronenkomponente (O), die mit dem Wert aus der Ionenkomponente übereinstimmt.  $\Delta$  vgl. <sup>8</sup>;  $\lambda$  vgl. <sup>9</sup>.

2. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen entnehmen wir der Messung Fig. 9 und 10.

Der Vergleich der gemessenen mit den so berechneten Anstiegszeitkonstanten  $1/\alpha v_-$  ist in Tabelle 1 dargestellt, wir finden innerhalb der Fehlergrenzen Übereinstimmung. Die verbleibende mittlere Differenz von 1,5 % in Wasserstoff und etwa 5 % in Stickstoff führen wir zurück auf

<sup>5</sup> SCHMIDT, K. J.: Z. Physik **139**, 251 (1954).

<sup>6</sup> MASCH, K.: Arch. Elektrotechn. **26**, 587 (1932).

<sup>7</sup> ROSE, D. J.: Phys. Rev. **104**, 273 (1956).

<sup>8</sup> WILKES, A., W. HOPWOOD and M. J. PEACOCK: Nature, Lond. **176**, 837 (1955).

<sup>9</sup> CROMPTON, R.W., J. DUTTON and S.C. HAYDON: Nature, Lond. **176**, 1079 (1955).

<sup>10</sup> HEYLEN, E.A.D.: Nature, Lond. **183**, 1545 (1959).

<sup>11</sup> DUTTON, J., S.C. HAYDON and LLEWELLYN-JONES: Proc. Roy. Soc. Lond. A **213**, 203 (1952).

die Fehler unserer  $\alpha$ - und  $v$ -Daten sowie auf die geringe verbleibende Feldinhomogenität des Rogowski-Profiles<sup>1</sup>. — Aus der Übereinstimmung schließen wir, daß die Gasverstärkung im untersuchten  $E/p$ -Bereich nach den üblichen Vorstellungen verläuft und daher die Trägervermehrung in Wasserstoff und Stickstoff praktisch nicht durch Verzögerungsprozesse beeinflusst ist.

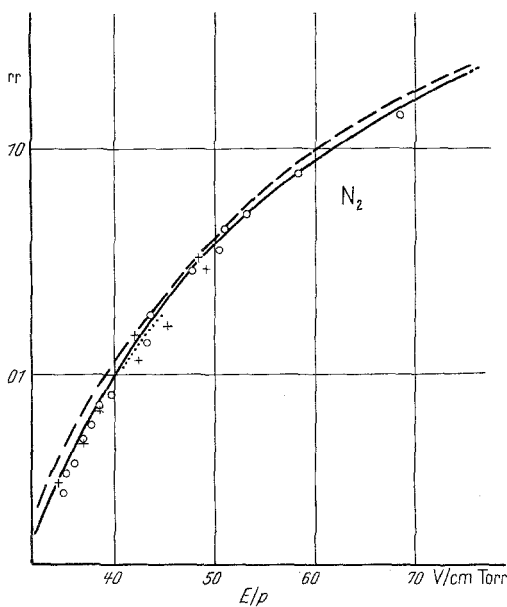


Fig. 5

Fig. 5. Elektronen-Stoichiometrisierungskoeffizient für Stickstoff nach Masch (ausgezogen). Eigene Messung der Elektronenkomponente (○) und der Ionenkomponente (+). ----- vgl. <sup>10</sup>; ..... vgl. <sup>11</sup>

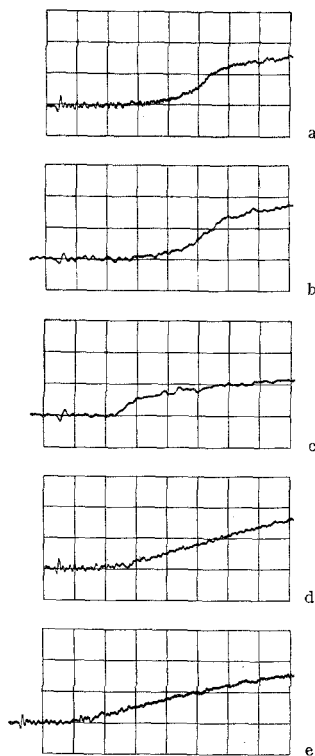


Fig. 6

Fig. 6a–e. Elektronenkomponenten. Die mittlere Gasverstärkung ist stets etwa 300, der Plattenabstand 3 cm. a Wasserstoff; 500 Torr, 28,0 kV, 100 ns/Einheit ( $E/p = 18,4$ ). b Stickstoff; 251,6 Torr, 29,0 kV, 50 ns/Einheit ( $E/p = 38,5$ ). c Sauerstoff von kleinem Druck; 5,1 Torr, 1206 V, 50 ns/Einheit ( $E/p = 79$ ). d Sauerstoff bei höherem Druck; 201,3 Torr, 22,5 kV, 100 ns/Einheit ( $E/p = 37,2$ ). e Luft; 129,2 Torr, 15,3 kV, 100 ns/Einheit ( $E/p = 39,5$ )

Es ist noch zu erwähnen, daß wir kleine Abweichungen unserer Oszillogramme im Bereich der Übergangszeit  $\Delta t$ , zu dem nach Fig. 2 berechneten Verlauf finden. Diese führen wir wie früher<sup>1, 2</sup> auf die Diffusion der Elektronen zurück. Wir erhalten z. B. für Stickstoff für ein  $E/p$  zwischen 50 und 80 eine Breite des Elektronenschwarmes von 12 bis 20 nsec bei Drucken zwischen 60 und 8 Torr und einem Plattenabstand von 3 cm. Dies entspricht einer kinetischen Energie von 1 bis 2 eV.

Tabelle. Vergleich der gemessenen und berechneten Anstiegszeit-Konstanten  $1/\alpha v_-$ . Im Mittel ist die Übereinstimmung 5 bzw. 1,5% für Stickstoff und Wasserstoff. Die experimentelle Streuung der Meßpunkte ist 5%

Gas	$E/p$	$v_- \cdot 10^7$ cm/sec	$\alpha)^{6,7}$ 1/cm	$p$ Torr	Anstiegszeitkonstanten		Abweichung in Prozent
					berechnet nsec	gemessen nsec	
N <sub>2</sub>	35,3	1,09	2,07	506,0	44,0	49,0	11,4
	36,9	1,12	2,27	406,3	39,0	40,1	2,7
	38,5	1,16	1,91	251,6	45,0	46,3	2,9
	39,8	1,18	2,39	251,6	35,4	41,2	16,4
	43,7	1,30	2,64	149,6	29,4	28,0	- 4,7
	47,8	1,47	2,34	80,8	29,0	29,2	0,7
	50,6	1,52	2,36	60,6	28,0	31,0	10,7
	53,2	1,64	2,24	43,9	27,2	26,8	- 1,5
	58,5	1,72	1,93	24,8	30,1	31,0	3,0
	68,6	1,92	2,30	15,3	22,2	24,0	8,1
	80,0	2,23	2,26	8,7	19,8	21,4	8,1
H <sub>2</sub>	18,7	0,60	2,18	500,0	77,0	90,0	16,9
	20,7	0,72	2,33	253,4	59,6	57,4	- 3,7
	22,8	0,78	2,08	126,0	61,6	68,0	10,4
	25,9	0,94	1,96	61,8	53,6	52,0	- 2,9
	27,8	1,02	1,81	40,2	54,1	45,0	- 16,5
	29,4	1,10	1,78	31,2	51,2	54,0	5,5
	32,0	1,15	1,60	19,8	54,4	55,0	1,1

## 2. Elektronenkomponenten in Sauerstoff und Luft

a) Sauerstoff von kleinem Druck ( $\approx 10$  Torr). Eine Elektronenkomponente in Sauerstoff von kleinem Druck ist in Fig. 6c dargestellt. Eine Umzeichnung ins logarithmische Netz (wie Fig. 3) zeigt, daß diese anfangs exponentiell ansteigt. Aus den Zeitkonstanten entnehmen wir  $\alpha$ -Werte.

In Sauerstoff muß man die Elektronenanlagerung berücksichtigen. Ersetzen wir den Elektronenstoßionisierungs-Koeffizienten  $\alpha$  durch einen „effektiven“ Ionisierungskoeffizienten  $\alpha' = \alpha - \eta$ , wobei  $\eta$  der Anlagerungskoeffizient ist, so sollte  $1/\alpha' v_-$  die Zeitkonstante des Anstiegs der Elektronenkomponente werden; den aus der Elektronenkomponente mittels der Driftgeschwindigkeit  $v_-$  abgeleiteten Ionisierungskoeffizienten bezeichnen wir im folgenden mit  $\alpha'_-$ . Die Ionenkomponente sollte wie oben einen Kontrollwert  $\alpha'_+$  und damit  $\alpha'_+$  liefern<sup>8</sup>.

In Fig. 7 ist der Vergleich unserer Werte  $\alpha'_-$ ,  $\alpha'_+$  sowie der Literaturwerte<sup>6, 12</sup> dargestellt. — Merkwürdigerweise stimmen unsere beiden  $\alpha'$ -Werte nicht überein, der Wert aus der Elektronenkomponente ist um 10 bis 50% kleiner als der Ionenkomponentenwert, und diese stimmen auch nicht mit bekannten Daten überein. Die Unsicherheit unserer Messung ist 5%.

<sup>12</sup> HARRISON, M. A., and R. GEBALLE: Phys. Rev. **91**, 1 (1953).

Um die Frage zu klären, welches  $\alpha'$  die richtige mittlere Gasverstärkung  $e^{\alpha'd}$  zu berechnen gestattet, wird folgende Betrachtung angestellt. Die mittlere Gasverstärkung können wir bei Kenntnis der Primärelektronenzahl aus der Höhe des Spannungsimpulses entnehmen (Genauigkeit etwa 20%), diese vergleichen wir mit den nach Fig. 7 berechneten  $e^{\alpha'd}$  und finden Übereinstimmung innerhalb 20% für die aus der Ionenkomponente stammenden Werte  $e^{\alpha'+d}$ . Der aus der Elektronenkomponente entnommene Wert  $e^{\alpha'd}$  ist um einen Faktor 2 bis 20 zu klein, er ist daher sicher nicht der Mittelwert der Gasverstärkung.

Die gemessene Amplitude des *exponentiellen* Teils der Elektronenkomponente ist etwa um denselben Faktor 2 bis 20 kleiner als der Gesamthub der Elektronenkomponente, die ihren Endwert also erst viel später als  $T_-$  erreicht, wie man deutlich den bei höheren Sauerstoffdrücken erzielten Oszillogrammen entnimmt (Fig. 6d).

b) *Sauerstoff bei größerem Druck ( $\approx 100$  Torr)*. Hier ist der exponentiell ansteigende Teil praktisch verschwunden (er ist kleiner als ein Zehntel des Gesamthubes geworden). Der Spannungsanstieg erfolgt etwa linear über lange Zeiten (etwa 1  $\mu$ sec), und geht schließlich in die Ionenkomponente über. Eine Extrapolation unserer  $v_-$ -Werte nach kleinerem  $E/p$  zeigt, daß die Elektronenflugzeit  $T_-$  etwa 230 nsec betragen muß. Das Oszillogramm (Fig. 6) hebt sich nach dieser Zeit aus der Nulllinie heraus, um mehrere  $T_-$  lang anzusteigen.

Man könnte vermuten, daß die Aufnahmen (Fig. 6d) in Durchschlagsnähe gemacht sind, und das langsame Ansteigen durch nicht aufgelöste Lawinenketten erzeugt ist. Dagegen spricht, daß die eingestellte Hochspannung um 10 bis 20% unter der statischen Durchbruchspannung lag. Aus der Annahme  $\mu = \gamma(e^{\alpha'd} - 1)$  beim Durchbruch, und den  $\alpha'$ -Werten (Fig. 7) folgt, daß der Nachlieferungskoeffizient  $\mu$  klein ist gegen 1 (nämlich etwa  $10^{-2}$ ). Mit einer so kleinen Nachlieferungswahrscheinlichkeit lassen sich aber keine so langen Ketten herstellen.

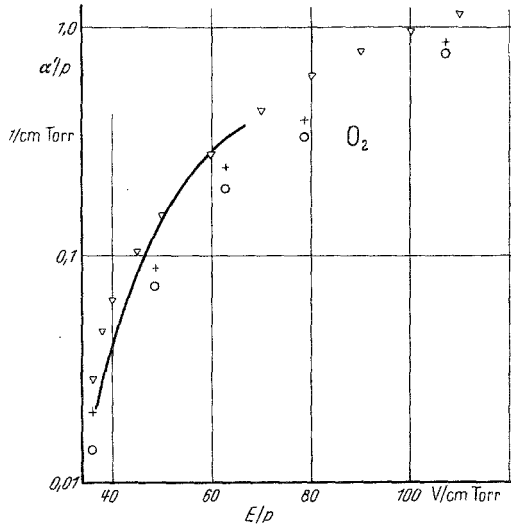


Fig. 7. Effektiver Ionisierungskoeffizient in Sauerstoff. Eigene Messung der Elektronenkomponente ( $\circ$ ), und der Ionenkomponente ( $+$ ), dieser ist um 10 bis 50% größer. Ausgezogen nach <sup>12</sup>,  $\nabla$  nach <sup>6</sup>.



Zusammenfassend müssen wir schließen, daß in Sauerstoff die Gasverstärkung *nicht* nach den üblichen Vorstellungen verläuft. Die Elektronenkomponente besteht aus einem exponentiellen Teil und aus „Nachströmen“. Der exponentielle Teil wächst mit einer zu großen Zeitkonstanten\* und erreicht nicht die Trägerzahl, die der (stationären) mittleren Gasverstärkung entspricht. Das verbleibende Defizit an Ladungsträgern wird von den Nachströmen ausgeglichen, die wir als verspätete Elektronen kennzeichnen müssen. Diese waren offenbar im Gas gebunden, sie sind nicht kathodischen Ursprungs. — Mit kleiner werdendem Druck und wachsendem  $E/p$  nähert sich das Oszillogramm immer mehr der „klassischen“ Form an.

c) *Luft*. In trockener Luft erhalten wir Oszillogramme, die denen in Sauerstoff bei höherem Druck gleichen (Fig. 6e). Ein Exponentialteil ist praktisch nicht zu erkennen. Sinngemäß gilt auch für Luft, was soeben über Lawinen in Sauerstoff gefolgert wurde, daß nämlich ein verzögernder Prozeß die Lawinenentwicklung verlangsamt. Die Dauer der Nachströme in Luft ist etwa einen Faktor zwei kleiner als in Sauerstoff (Drucke 10 bis 200 Torr).

d) *Bemerkung über den Generationsabstand in diesen Gasen*. Im allgemeinen ist der Generationsabstand für kathodischen Photoeffekt etwa gleich der Elektronenflugzeit  $T_e$ . Dies gilt jedoch nicht für Sauerstoff und Luft wegen der Elektronennachströme. Der mittlere Generationsabstand wird hier um mehrere  $T_e$  zu vergrößern sein, in Übereinstimmung mit der Beobachtung in Sauerstoff<sup>3, 13-15</sup> und Luft<sup>14, 16, 17</sup>.

Bei Versuchen an Elektronenlawinen in Luft und Sauerstoff, in denen statt mit einem Funken die Primärelektronen mit einem  $\alpha$ -Strahl ausgelöst wurden, sind ähnliche Ergebnisse wie z. B. der Nachweis von verzögerten Elektronenströmen erhalten worden<sup>18</sup>.

Eine eingehende Untersuchung dieser Verhältnisse in Sauerstoff und Luft ist vorbereitet.

### 3. Die Messung der Elektronendriftgeschwindigkeit

Die Funkenlichtquelle bietet eine Möglichkeit, die Elektronenflugzeit  $T_e$  und damit die Elektronendriftgeschwindigkeit zu messen. Der Zeitpunkt des Starts der Elektronen an der Kathode fällt zusammen mit dem elektrischen Impuls, den der Funke erzeugt. Deshalb haben wir

\* Hierbei vergleichen wir  $1/\alpha'_v$  mit  $1/\alpha'_v$ .

<sup>13</sup> SCHMIDT-TIEDEMANN, K. J.: Z. Physik **150**, 299 (1958).

<sup>14</sup> MIELKE, H.: Z. angew. Phys. **11**, 409 (1959).

<sup>15</sup> DIBBERN, U.: Diplomarbeit Hamburg 1960.

<sup>16</sup> KÖHRMANN, W.: Diss. Hamburg 1959.

<sup>17</sup> LENNÉ, H.: Diplomarbeit Hamburg 1960.

<sup>18</sup> SCHLUMBOHM, H.: Unveröffentlicht.

diesen Impuls auf den Verstärkereingang über eine Streukapazität eingekoppelt, so daß der Zeitpunkt des Blitzes durch einen kleinen Wellen-

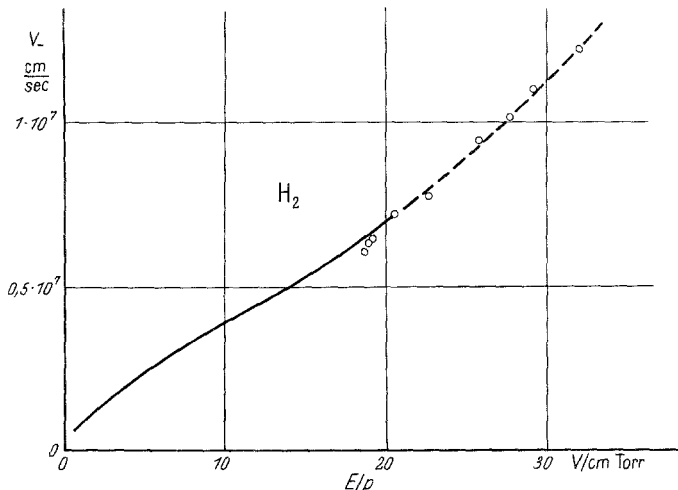


Fig. 8. Driftgeschwindigkeiten für Elektronen in Wasserstoff. Verlauf für  $E/p$  unter 20 nach BRADBURY und NIELSEN<sup>19</sup>

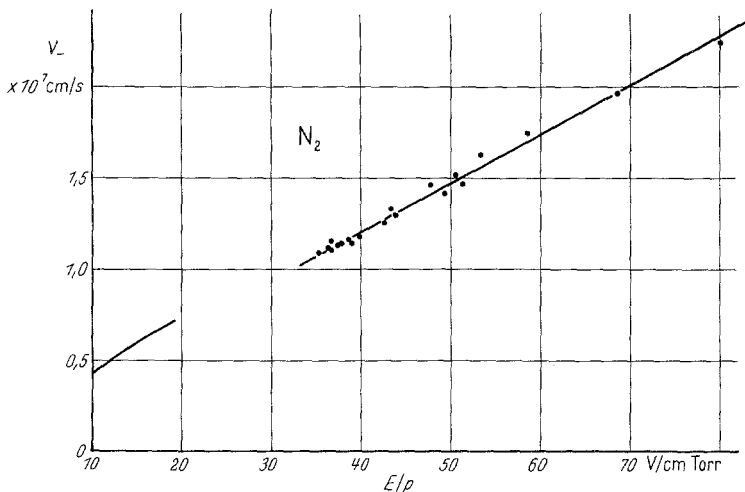


Fig. 9. Driftgeschwindigkeiten für Elektronen in Stickstoff. Verlauf für  $E/p$  unter 20 nach NIELSEN<sup>20</sup>

zug markiert ist. Die Ankunft der Elektronen an der Anode ist dem Oszillogramm im logarithmischen Netz recht genau zu entnehmen (vgl. den Pfeil in Fig. 3). — Wir haben für verschiedene Gase diese Zeitdifferenz

<sup>19</sup> BRADBURY, N. E., and R. A. NIELSEN: Phys. Rev. **49**, 388 (1936).

<sup>20</sup> NIELSEN, R. A.: Phys. Rev. **50**, 950 (1936).

gemessen und die Elektronendriftgeschwindigkeit in den Fig. 8 bis 12 aufgetragen (für Methan siehe <sup>1, 2</sup>).

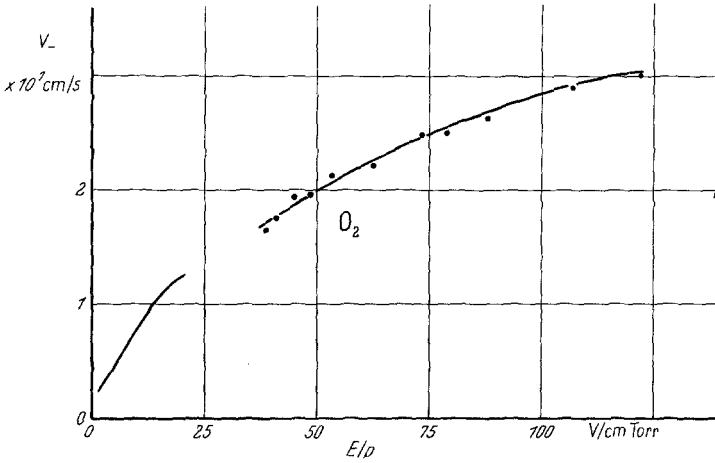


Fig. 10. Driftgeschwindigkeiten für Elektronen in Sauerstoff. Verlauf für  $E/p$  unter 20 nach NIELSEN und BRADBURY<sup>21</sup>

Die Fehler der Messung schätzen wir wie folgt ab:

a) Unter der Annahme, daß der elektrische und der Licht-Impuls des Funkens gleichzeitig entstehen, kommt der elektrische Impuls etwas später an den Verstärkereingang als das Licht auf die Kathode, weil der elektrische Impuls im Kabel (etwa 60 cm) mit nur 0,7facher Lichtgeschwindigkeit läuft; die Differenz dieser Zeiten ist 1 nsec.

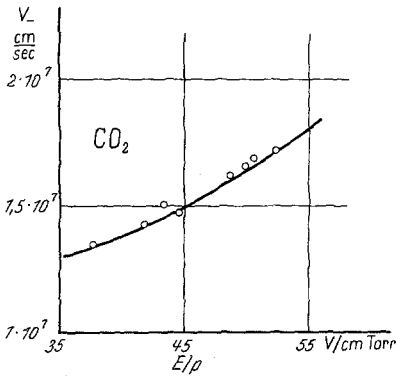


Fig. 11. Driftgeschwindigkeiten für Elektronen in Kohlendioxyd

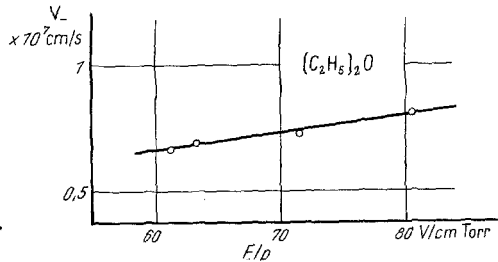


Fig. 12. Driftgeschwindigkeiten für Elektronen in Ätherdampf

b) Die Bestimmung des Zeitpunktes  $T_L$  im logarithmischen Netz ist etwas ungenau 1. durch die Diffusion der Elektronen. Diese Unsicherheit ist kleiner als etwa 30% der Diffusionsweite  $\Delta t$  und fällt nur bei

<sup>21</sup> NIELSEN, R. A., and N. E. BRADBURY: Phys. Rev. **51**, 69 (1937).

kleinen Drucken ins Gewicht; 2. durch die endliche Leuchtdauer der Blitzlampe, die wir zu etwa 5 nsec (oder weniger) abgeschätzt haben; und schließlich 3. durch die zufälligen Fehler (in erster Linie das Verstärkerrauschen), die wir durch mehrere Messungen auf einen mittleren Wert von  $\pm 2$  bis  $\pm 3$  nsec reduziert haben. — Der Plattenabstand war stets 3 cm. Den Gesamtfehler beziffern wir auf etwa 5 nsec, zuzüglich 1% vom  $T$ -Ablesefehler für die Zeiteichung.

Für Wasserstoff und Stickstoff bleibt der Fehler von  $v_{\perp}$  demnach kleiner als 3%, für Sauerstoff (wegen der höheren Driftgeschwindigkeit) kleiner als 5%. Die Messungen in Dämpfen sind mit einer älteren Apparatur gemacht und nur auf 5% genau.

Die zuverlässigste Prüfung der Methode ist der Vergleich mit den Messungen von BRADBURY und NIELSEN<sup>19-21</sup>. In Wasserstoff überdecken sich deren und unser Meßbereich von  $E/p=18$  bis 20. Unsere Messung schließt stetig (und sogar mit stetiger Ableitung!) daran an (Fig. 8), und auch in anderen Gasen wird die Messung der Autoren in befriedigender Weise fortgesetzt (Fig. 9 und 10).

#### 4. Ionendriftgeschwindigkeiten

Gleichzeitig haben wir die Driftgeschwindigkeiten positiver Ionen im eigenen Gas gemessen (Fig. 13 bis 15). Während in Sauerstoff Übereinstimmung mit den bekannten Werten vorliegt, erhalten wir in Stickstoff (und in Wasserstoff) eine Diskrepanz<sup>22, 23</sup>, für die es zwei mögliche Erklärungen gibt:

1. Für Stickstoffionen nimmt man neuerdings eine druckabhängige Beweglichkeit an<sup>24</sup>. Demnach sollte bei höherem Druck sich annähernd die Beweglichkeit des  $N_4^+$ -Ions einstellen, in qualitativer Übereinstimmung mit früheren<sup>3</sup> und unseren Messungen.

2. Es ist auch möglich, die Diskrepanz auf eine Verunreinigung (z. B. durch Sauerstoff?) zurückzuführen. Demnach laden sich die ursprüng-

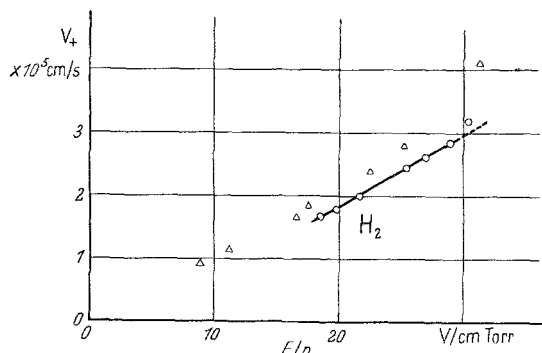


Fig. 13. Driftgeschwindigkeiten positiver Ionen in Wasserstoff.  $\Delta$  nach<sup>23</sup>

<sup>22</sup> VARNEY, R. N.: Phys. Rev. **89**, 708 (1953).

<sup>23</sup> MUNSON; vgl. TYNDALL: Mobility of positive ions. Cambridge 1938.

<sup>24</sup> VARNEY, R. N.: Proc. IVth Int. Conference Ionization Phenomena in Gases, Uppsala 1959, Bd. I, S. 69. Amsterdam: North Holland Publ. Comp. 1960.

lich gebildeten Stickstoffionen nach wenigen Stößen um wegen der niedrigen Ionisierungsspannung der Verunreinigung und ändern ihre Beweglichkeit. Tatsächlich ergaben massenspektrometrische Untersuchungen

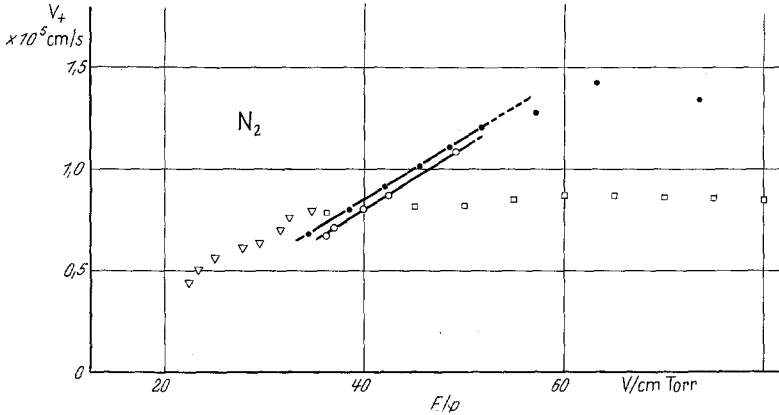


Fig. 14. Driftgeschwindigkeiten positiver Ionen in Stickstoff (●). (○) dasselbe nach Sauerstoffentfernung, ▽ MITCHELL UND RIDLER, □ nach VARNEY<sup>22</sup>

einen Sauerstoffgehalt von etwa 0,2%, der zur Umladung ausreichen könnte; während einer Ionenlaufzeit finden dann etwa  $10^2$  Stöße mit  $O_2$

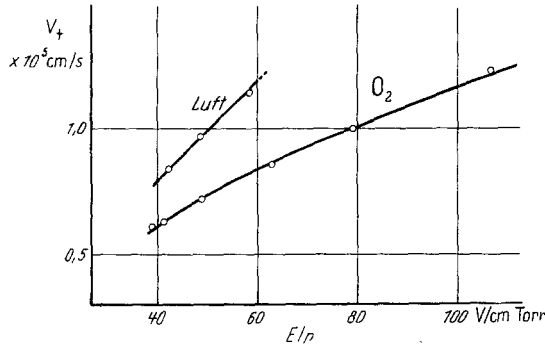


Fig. 15. Driftgeschwindigkeiten positiver Ionen in Luft und Sauerstoff, letztere stimmen überein mit VARNEY<sup>22</sup> (ausgezogen)

statt. — Wurde der Stickstoff über eine Sauerstoffentfernungsvorrichtung geleitet, so änderte sich die Beweglichkeit allerdings nur wenig. — Zur Aufklärung sind weitere Experimente erforderlich.

Die Meßgenauigkeit ist 1 bis 2%.

##### 5. Nachfolgenerationen mit kathodischem Photoeffekt

Unsere bisherigen Oszillogramme sind bei Spannungen weit unterhalb der Durchbruchspannung gemacht (Wasserstoff und Stickstoff: etwa 5%, bei Sauerstoff und Luft: etwa 10% unterhalb). Vergrößern wir die

angelegte Spannung auf 1 bis 10 V unter die Durchbruchspannung, so wächst die Gasverstärkung beträchtlich (in Stick- und Wasserstoff um etwa eine Größenordnung, in Sauerstoff und Luft um mehrere), und wir beobachteten Nachfolgelawinen in Stick- und Wasserstoff sowie wahrscheinlich auch in Luft und Sauerstoff, obwohl hier keine typischen Strukturen auftreten.

Die Generationsabstände in Stick- und Wasserstoff stimmen sehr genau mit den Werten überein, die wir aus unserer Driftgeschwindigkeitsmessung für kathodischen Photoeffekt berechnen.

#### IV. Vergleich mit einer früheren Arbeit

Früher wurde in Luft und Stickstoff eine stark verzögerte Elektronenkomponente beobachtet<sup>3</sup>. Die Verzögerungszeiten lagen bei 0,6 bzw. 1  $\mu$ sec, woraus auf einen verzögerten Ionisationsprozeß geschlossen wurde. Die vorliegende Arbeit bestätigt diese Verzögerung in Luft. — Ferner wurde dort ein zu großer Wert für den Generationsabstand in Sauerstoff gemessen (650 nsec statt der zu erwartenden Elektronenflugzeit von 100 nsec), und die „steilen“ (d.h. exponentiellen) Teile der Elektronenkomponente waren auffällig klein, obwohl kräftige Ionenströme vorhanden waren. Diese Beobachtung konnten wir ebenfalls bestätigen, wir schlossen daraus auf die Existenz von Elektronen-Nachströmen in Sauerstoff, also ebenfalls auf einen Verzögerungseffekt beim Lawinaufbau. Dieser Schluß erklärt (mindestens qualitativ) den zu groß gemessenen Generationsabstand.

Das Ergebnis obiger Arbeit bedarf für Stickstoff jedoch einer Korrektur: Aus der Übereinstimmung der gemessenen und berechneten Anstiegszeitkonstanten  $1/\alpha v_+$  innerhalb weniger Prozent wurde oben ein praktisch unverzögerter Lawinaufbau gefolgert. Wir müssen demnach vermuten, daß dort<sup>3</sup> statt Einzellawinen Lawinenketten beobachtet wurden. Als Begründung ist anzugeben, daß wir in Stickstoff unter offensichtlich vergleichbaren Bedingungen nur eine mittlere Gasverstärkung  $e^{\alpha d}$  von einigen  $10^3$  (beim Durchbruch) erreicht haben, was sicher nicht ausreicht zur Beobachtung von Elektronenkomponenten einzelner Lawinen nach der elektrischen Methode; dazu ist eine Gasverstärkung von  $10^6$  erforderlich.

Diese Arbeit entstand im Institut für angewandte Physik der Universität Hamburg. Herrn Prof. Dr. H. RAETHER danke ich für die Förderung und sein Interesse an der Arbeit.