

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 33 (1960)  
**Heft:** VIII

**Artikel:** Bestimmung von Elektronen-Wanderungsgeschwindigkeiten in Gasmischungen  
**Autor:** Comunetti, A. / Huber, P.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-113106>

### **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:** 17.03.2025

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

# Bestimmung von Elektronen-Wanderungsgeschwindigkeiten in Gasmischungen

von A. Comunetti und P. Huber

Physikalische Anstalt der Universität Basel

*Zusammenfassung.* Die vorliegende Arbeit beschreibt eine Methode, die sich zur präzisen Messung der Wanderungsgeschwindigkeiten von Elektronen in einigen Gasen von praktischer Bedeutung eignet. Die Messmethode gestattet gleichzeitig auch die Ermittlung der Diffusionskonstante und daraus die Berechnung der  $\epsilon$ -Zahlen, d. h. der auf die Gastemperatur bezogenen kinetischen Elektronentemperatur.

Mitgeteilt werden die Wanderungsgeschwindigkeiten von Elektronen in Stickstoff und den Gasmischungen A-N<sub>2</sub> und A-CO<sub>2</sub> in Abhängigkeit der durch den Gasdruck dividierten elektrischen Feldstärke im Bereich von 0,1 bis 1 Volt/cm · Torr.

## 1. Einleitung

Bei Verwendung der Ionisationskammer als Messinstrument ist die Kenntnis der Wanderungsgeschwindigkeit der Elektronen oder Ionen als Funktion von Feldstärke und Druck bedeutungsvoll.

In den vergangenen Jahren wurden wiederholt Anstrengungen unternommen, über die verschiedenen, sich zum Teil widersprechenden Messergebnisse bezüglich des Verhaltens von Elektronen in Gasen Klarheit zu verschaffen. Zu diesem Zwecke, wie auch aus praktischen Bedürfnissen, wurden neben den «klassischen» Methoden TOWNSENDS<sup>1)</sup> und NIELSENS<sup>2)</sup> weitere Verfahren entwickelt. Es handelt sich dabei vorwiegend um die Ausmessung der Form von Ionisationskammerimpulsen oder um direkte Laufzeitmessungen wie beim Verfahren von STEVENSON<sup>3)</sup>, das ausgebaut wurde von BORTNER, HURST und STONE<sup>4)</sup>. Zu diesem Verfahren gehört auch das vorliegende, das man kurz als «Start-Stopp-Methode» bezeichnen kann.

## 2. Theoretischer Teil

Eine Gasmenge der Temperatur  $T$  und des Druckes  $p$  befinde sich im homogenen Feld  $E_z$  eines Plattenkondensators (Fig. 1). Zur Zeit  $t = 0$  wird in der  $x$ -Richtung, senkrecht zu  $y$  und  $z$ , ein  $\alpha$ -Teilchen in das Gas geschossen. Längs der  $\alpha$ -Spur entstehen Ionen und Elektronen. Da nur rund die Hälfte der Reichweite des  $\alpha$ -Teilchens aus dem ersten Teilstück der Spur zur Ionisation ausgenützt wird, kann die spezifische Ionisierung

längs  $x$  als konstant angesehen werden. Zur Zeit  $t = 0$  sollen am Ort  $y = z = 0$  je Einheit Weglänge der Spur  $N$  Elektronen entstehen. Die geladenen Teilchen wandern in der  $z$ -Richtung und diffundieren zusätzlich im Verlaufe der Zeit auseinander. Es wird später gezeigt, dass unter

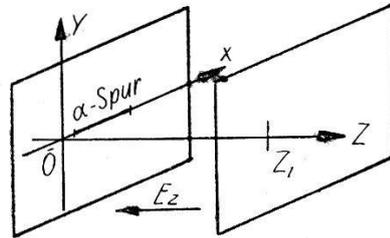


Fig. 1

Festlegung der Koordinaten im Plattenkondensator

den vorliegenden Versuchsbedingungen für die Elektronenwolke zylindersymmetrische Gestalt angenommen werden darf. Für diese wandernden und diffundierenden Teilchen gilt die Differentialgleichung<sup>5)</sup>:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \operatorname{div} \operatorname{grad} n - \operatorname{div} (nw) \quad (1)$$

Dabei bedeuten:  $n$  die räumliche Teilchendichte an der Stelle  $(y, z)$  zur Zeit  $t$ .  
 $w$  die Wanderungsgeschwindigkeit des Ladungsschwerpunktes.  
 $D$  die Diffusionskonstante.

Bei zylindersymmetrischer Gestalt der Teilchenwolke lautet die Lösung der Gleichung (1) unter den vorliegenden Grenzbedingungen

$$n(y, z, t) = \frac{N}{4\pi Dt} e^{-\frac{y^2 + (z-wt)^2}{4Dt}} \quad (2)$$

wenn  $N$  die Gesamtzahl der Elektronen je Spurlängeneinheit und  $t$  die Wanderungszeit bedeuten.

Im vorliegenden Falle interessiert der zeitliche Verlauf des Teilchenstromes  $\Phi$  durch die  $x$ - $y$ -Ebene an einer gegebenen Stelle  $z = z_1$ . Dieser Teilchenstrom ist das Produkt aus der Teilchenzahl  $n'(z_1, t)$ , die sich zur Zeit  $t$  an der Stelle  $z_1$  im Volumenelement der Abmessungen  $\Delta x = 1$ ,  $\Delta z = 1$  und  $\Delta y$  von  $-\infty$  bis  $+\infty$  befindet, der Wanderungsgeschwindigkeit  $w$  und der Spurlänge  $l_x$ :

$$\Phi = n'(z_1, t) \cdot l_x \cdot w = l_x \cdot w \int_{-\infty}^{+\infty} n(y, z_1, t) dy \quad (3)$$

$$\Phi = l_x \cdot w \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{(z_1-wt)^2}{4Dt}} \quad (4)$$

Es ist für das Folgende bequemer, mit dem reduzierten Teilchenstrom

$$\Phi' \equiv \frac{\Phi}{l_x w} \tag{5}$$

zu rechnen.

Figur 2 stellt den zeitlichen Verlauf der Funktion  $\Phi'$  dar. Die Kurve ist unsymmetrisch bezüglich des Maximums, da die Elektronenwolke während des Durchtritts durch die  $z_1$ -Ebene in Ausdehnung begriffen ist.

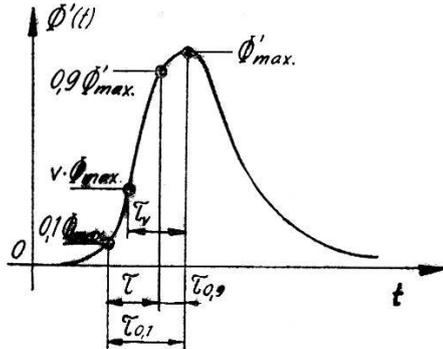


Fig. 2

Zeitlicher Verlauf des Elektronenstromes durch eine zur  $z$ -Richtung senkrechten Ebene

Eine anschaulichere Darstellung dieser Asymmetrie des Teilchenstromes lässt sich durch die Einführung der sogenannten Diffusionslänge  $l(t)$  gewinnen; sie ist definiert als der quadratisch gemittelte Abstand aller Elektronen von irgendeiner durch die Symmetrieachse der Ladungswolke gehenden Ebene. Die Rechnung gibt:

$$l^2(t) = 2 Dt \tag{6}$$

Figur 3 stellt in einigen Momentaufnahmen Ort und Grösse der Ladungswolke dar, die sich mit der Geschwindigkeit  $w$  in Richtung der positiven  $z$ -Achse bewegt. Es ist ersichtlich, dass die Asymmetrie mit wachsender Zeit abnimmt. Meistens ist diese Asymmetrie so gering, dass sie nicht beachtet werden muss. Die Grösse des dadurch entstehenden Fehlers wird unten abgeschätzt.

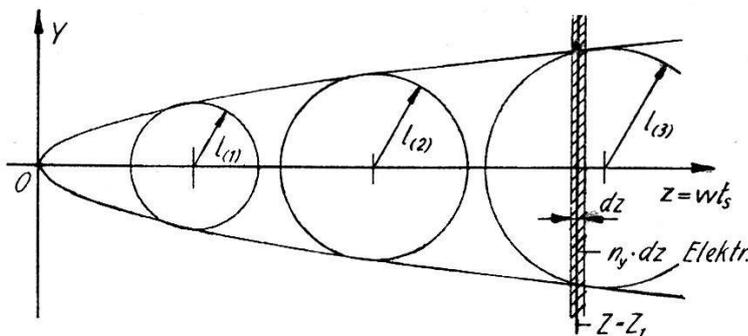


Fig. 3

Momentaufnahmen der wandernden und sich ausdehnenden Elektronenwolke

Eine für die Messungen praktische bzw. notwendige Grösse ist die Anstiegszeit  $\tau$  der Funktion  $\Phi'$ . Sie ist, wie aus Figur 2 ersichtlich, definiert als die Zeit, die verstreicht, bis die Funktion  $\Phi'$  von 10% auf 90% ihres maximalen Wertes ansteigt. Für die Berechnung von  $\tau$  betrachten wir vorerst den Fall, dass die Diffusion «eingefroren» sein soll.  $\Phi'$  ist dann symmetrisch bezüglich  $t_m$ , dem Zeitpunkt, in dem  $\Phi' = \Phi'(t_m)$  ist. Für die Diffusionslänge sei der Wert  $l_m = \sqrt{2 D t_m}$  gewählt. Dann ist:

$$\Phi'(t_m) = \frac{N}{\sqrt{4 \pi D t_m}} \quad (7)$$

Wir bezeichnen allgemein den Quotienten  $\Phi'(t)/\Phi'(t_m)$  mit  $\nu$  und heissen  $t_\nu$  jenen Zeitpunkt vor  $t_m$ , in dem die Funktion  $\Phi'$  den Wert  $\nu \cdot \Phi'(t_m)$  erreicht, also

$$\nu \cdot \Phi'(t_m) = \Phi'(t_m) e^{-\frac{[z_1 - w t_\nu]^2}{4 D t_m}} \quad (8)$$

Definiert man noch

$$\tau_\nu \equiv t_m - t_\nu \quad (9)$$

so wird infolge  $z_1 - w t_m = 0$ :

$$\nu = e^{-\frac{(w \tau_\nu)^2}{4 D t_m}} \quad (10)$$

Setzt man schliesslich für  $\nu$  die Zahlenwerte 0,1 bzw. 0,9 ein, so folgt für die gesuchte Anstiegszeit:

$$\tau = \tau_{0,1} - \tau_{0,9} = \frac{2}{w} \sqrt{D t_m} \cdot (1,52 - 0,32) = \frac{2,4}{w} \sqrt{D t_m} \quad (11)$$

Mit der messbaren Grösse  $\tau$  findet man aus (11) bei gleichzeitig bekanntem  $w$  die Diffusionskonstante  $D$  zu

$$D = \left(\frac{\tau w}{2,4}\right)^2 \frac{1}{t_m} = \frac{1}{5,8} \left(\frac{\tau}{t_m}\right)^2 z_1 w \quad (12)$$

Die eben ausgeführten Rechnungen basieren auf der Annahme zylindersymmetrischer Gestalt der Ladungswolke. Diese Annahme ist dann gerechtfertigt, wenn die Diffusionslänge  $l(t)$  klein ist gegenüber der Länge  $s$  der startenden Elektronenwolke. Mit den Gleichungen (6) und (12) findet man:

$$l^2(t) = \frac{2}{5,8} \left(\frac{\tau}{t_m}\right)^2 z_1^2 = \frac{1}{2,9} \tau^2 w^2 \quad (13)$$

In den vorliegenden Experimenten erreichte der Quotient  $\tau/t_m$  höchstens den Wert 0,05. Bei einem Elektronenlaufweg von  $z_1 = 5$  cm wird  $l \approx 0,15$  cm; die Länge  $s$  beträgt jedoch 1,3 cm.

Es werde noch der Fehler abgeschätzt, der durch die Annahme der eingefrorenen Diffusion während des Durchtritts der Ladungswolke durch die  $z$ -Ebene entsteht.

Entsprechend der Definition der Wanderungsgeschwindigkeit als der Geschwindigkeit des Ladungsschwerpunktes,

$$w \equiv \frac{\int_A n(x, y, z) v dA}{\int_A n(x, y, z) dA} \tag{14}$$

(Die Integration erstreckt sich über einen alle Elektronen enthaltenden Raum  $A$ ;  $v$  bedeutet die Transportgeschwindigkeit der Elektronen)

muss jetzt unterschieden werden zwischen:

$t_m$  = Zeitpunkt der grössten Elektronendichte in der  $z$ -Ebene.

$t_s$  = Zeitpunkt des Durchtritts des Ladungsschwerpunktes durch die  $z$ -Ebene.

In Figur 4 ist somit die Lage von  $t_s$  gegeben durch die Flächengleichheit der beiden schraffierten Gebiete.

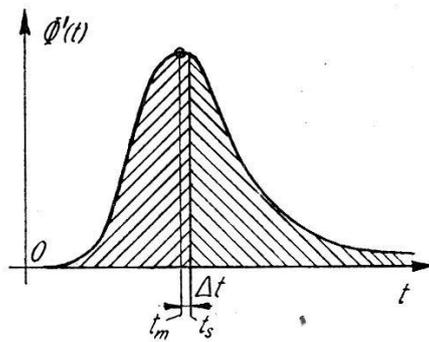


Fig. 4

Zeitliches Nacheilen des Ladungsschwerpunktes gegenüber dem Maximum des Elektronenstromes

Zur Berechnung von  $t_m$  differenzieren wir die Funktion  $\Phi'$  nach  $t$ :

$$\frac{\partial \Phi'(t)}{\partial t} = \frac{N}{\sqrt{4\pi D}} \cdot \frac{z_1^2 - w^2 t^2 - 2Dt}{4Dt^{5/2}} e^{-\frac{(z_1 - wt)^2}{4Dt}} \tag{15}$$

Für  $z_1^2 - (wt_m)^2 - 2Dt_m = 0$  ist  $\partial \Phi' / \partial t = 0$ , woraus

$$t_m = -\frac{D}{w^2} + \sqrt{\left(\frac{D}{w^2}\right)^2 + \left(\frac{z_1}{w}\right)^2} \tag{16}$$

folgt. Unter der Wurzel kann  $(D/w^2)^2$  als kleine Grösse zweiter Ordnung vernachlässigt werden;  $z_1/w$  ist die Wanderungszeit  $t_s$  des Ladungsschwerpunktes. Es gilt somit der Zusammenhang:

$$t_m + \frac{D}{w^2} = t_s \tag{17}$$

Der Durchtritt des Ladungsschwerpunktes durch die  $z$ -Ebene erfolgt um das Zeitintervall

$$t_s - t_m \equiv \Delta t = \frac{D}{w^2} \quad (18)$$

später als das Ladungsmaximum der Elektronenwolke.

Unter Benützung von Gleichung (12) sowie  $z_1/w = t_s$  liefert der Vergleich zwischen  $\Delta t$  und  $t_s$ :

$$\frac{\Delta t}{t_s} = \frac{1}{5,8} \left( \frac{\tau}{t_m} \right) \quad (19)$$

In den vorliegenden Experimenten erreicht  $\tau/t_m$  höchstens den Wert 0,05; der Quotient (19) ist demnach kleiner als  $10^{-2}$ .

### 2.1 Die kinetische Elektronentemperatur

Man versteht unter der relativen Elektronentemperatur  $\varepsilon$  den Quotienten

$$\varepsilon \equiv \frac{1/2 m_e u_m^2}{1/2 m_e u_0^2} \quad (20)$$

Dabei bedeuten:  $m_e$  die Elektronenmasse.

$u_m$  die mittlere statistische Elektronengeschwindigkeit mit elektrischem Feld  $E$ .

$u_0$  die mittlere statistische Elektronengeschwindigkeit ohne elektrisches Feld bei der Gastemperatur  $T$ .

Für den Nenner setzt man meist  $3/2 k T$ . Den Zähler kann man folgendermassen umformen:

Eine einfache Betrachtung der Impulsbilanz<sup>5)</sup> der im elektrischen Feld wandernden Elektronen führt für die Wanderungsgeschwindigkeit zum Ausdruck:

$$w = \frac{e}{m_e} \frac{\lambda}{u_m} \frac{E}{p} \quad (21)$$

mit  $\lambda$  als der mittleren freien Elektronenweglänge beim Einheitsdruck. Diese Gleichung wird als Bestimmungsgleichung für  $\lambda$  aufgefasst. Weiterhin gilt zwischen der Diffusionskonstanten  $D$  und der freien Weglänge  $\lambda$  der Zusammenhang:

$$D = \frac{\lambda u}{3 p} \quad (22)$$

$\lambda$  aus der vorstehenden Gleichung (21) in Gleichung (22) eingesetzt, ergibt zusammen mit dem nur unter den vorliegenden Versuchsbedingungen gültigen Ausdruck (12)

$$\varepsilon = 7,0 \left( \frac{\tau}{t_m} \right)^2 U \quad (23)$$

mit  $U = z_1 E$ . Diese Gleichung versagt offensichtlich, sobald  $U$  eine gewisse untere Grenze unterschreitet.

## Messapparatur

### 3.1 Messverfahren

Senkrecht zum homogenen elektrischen Feld wird ein  $\alpha$ -Teilchen in das Gas geschossen, das einerseits das Gas ionisiert und dadurch die Ausgangselektronen erzeugt, andererseits durch den Aufprall auf einen Szintillator einen Startblitz hervorruft, der die Zeitmarke  $t = 0$  liefert. Der Elektronenschlauch durchwandert den Messraum der Feldrichtung entgegen, an dessen Ende im «Stoppraum» durch Gasszintillation Stopplicht erzeugt wird, das die Zeitmarke  $t_z$  liefert. Aus der Länge des Laufweges und der Wanderungszeit  $t_z$  lässt sich die Wanderungsgeschwindigkeit berechnen.

### 3.2 Prinzip der Anordnung

Figur 5 zeigt in halbschematischer Darstellung die Ionisationskammer nebst einem Blockschaltbild der Elektronik.

Die von der Po-Quelle (2) emittierten  $\alpha$ -Teilchen laufen infolge starker Kollimation praktisch parallel zur Hochspannungselektrode (1) und treffen, nachdem sie 1/2 bis 2/3 ihrer Energie an das Gas abgegeben haben, auf den organischen Szintillator (3), wo sie Startblitze erzeugen.

Der um die  $\alpha$ -Spur entstehende Elektronenschlauch wandert auf

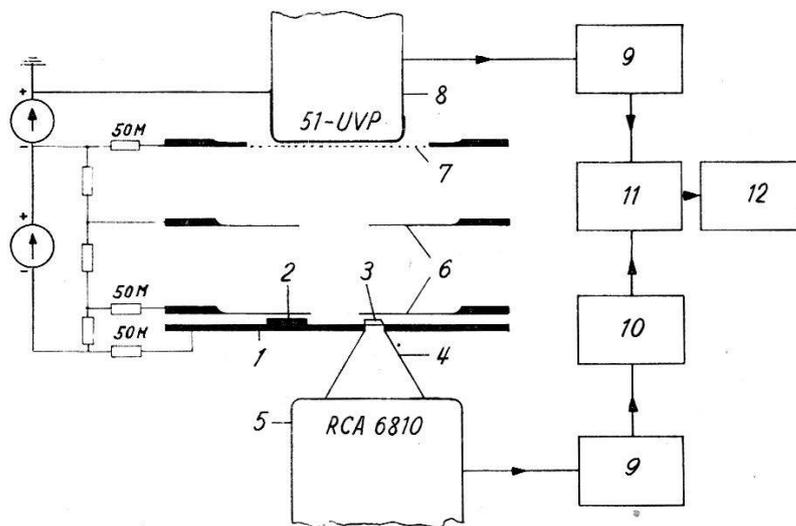


Fig. 5

Schematische Darstellung der Ionisationskammer

1 Hochspannungselektrode; 2 kollimierte  $\alpha$ -Quelle; 3 Szintillator für Startimpulse; 4 Lichtleiter; 5 Fotovervielfacher; 6 Schutzringelektroden; 7 feinmaschige Gitterelektrode als Abschluss des Messraumes; 8 Fotovervielfacher mit transparenter äusserer Elektrode im Abstand 0,10 cm vom Gitter; 9 Diskriminatoren mit EFP 60-Sekundäremissionspentoden zur Erzeugung einheitlicher Signale kurzer Anstiegszeit; 10 Laufzeitkette mit anschliessender EFP 60-Stufe; 11 Koinzidenz-anordnung; 12 Zählratenmeter

Grund des angelegten elektrischen Feldes von der Grösse 0,1 bis 1 kV/cm nach dem feinmaschigen Gitter (7). Hier verlassen die Elektronen den Messraum und treten in den «Stoppraum» ein, der zwischen dem Gitter und dem leitenden sowie transparenten Überzug des Multiplifierfensters liegt. Der Laufweg im Stoppraum ist 1,0 mm, die Feldstärke etwa 12 kV/cm. Infolge dieser hohen Feldstärke, die knapp unter der Durchschlagsfeldstärke liegt, erzeugen die in den Stoppraum tretenden Elektronen bei dem meist verwendeten Druck von 800 Torr ( $E/p$  etwa 15 V/cm Torr) Anregungen und Ionisation. Das dabei entstehende Licht wird vom Quarzfenstermultiplier 51-UVP registriert. Der so erzeugte elektrische Impuls dient als Stoppimpuls der Elektronenwolke.

Start- und Stoppimpuls werden in je einem Diskriminator (9) zu elektrisch einheitlichen Signalen kurzer Anstiegszeit (10 bis 15  $m\mu s$ ) umgeformt. Der Startimpuls wird in der Laufzeitkette (10) verzögert (max. 9  $\mu s$  in 120 Stufen à 75  $m\mu s$ ) und wiederum durch einen Diskriminator geformt.

Stoppimpuls und verzögerter Startimpuls treffen sich in der Koinzidenzstufe (11), wo sie durch Begrenzer und Klippkabel zu kurzen Rechteckimpulsen (32  $m\mu s$  und 1,35 V) verwandelt an die Schwelle einer auf 1,5 V vorgespannten OA 85 Germaniumdiode gelangen. Die Koinzidenzimpulse werden mit einem Zählratenmeter (12) registriert.

### 3.3 Ionisationskammer

Figur 6 zeigt einen Schnitt durch die Ionisationskammer und die angrenzenden Teile.

Das Poloniumpräparat sitzt auf der polierten Stirnfläche eines Silberstiftes von 0,9 mm Durchmesser. Da alle  $\alpha$ -Spuren möglichst senkrecht zum elektrischen Feld verlaufen sollen, so muss die Abmessung  $Z$  des Kollimatorkanals sehr klein sein gegenüber seiner Länge  $X$  ( $X = 5$  mm,  $Z = 0,1$  mm). Die  $\alpha$ -Aktivität vor der Kanalöffnung war etwa  $20 s^{-1}$ .

Figur 7 zeigt Auf- und Grundriss der  $\alpha$ -Quelle mit Kollimator und Szintillator. Als Szintillator dient ein Plastic (National Radiac) mit einer Abklingzeit von knapp 5  $m\mu s$ . Der Lichtleiter aus Luzit führt das Licht mit geringen Verlusten dem Multiplier RCA 6810 zu, der sehr rasch ansteigende (etwa 8–10  $m\mu s$ ) Impulse liefert, die etwa 15mal über dem Untergrund liegen. Die Multiplifierausgangsimpulse, die an der letzten Dynode abgegriffen werden (Fig. 12), betragen etwa 10 bis 20 V und steuern direkt die Diskriminatorstufe (Fig. 13).

Das Gitter, das den eigentlichen Messraum abschliesst, besteht aus einem Phosphorbronzedrahtgeflecht mit 0,1 mm Drahtdurchmesser und 0,27 mm Maschenweite. Es ist straff gespannt und mittels Araldit auf einen Messingring gekittet.

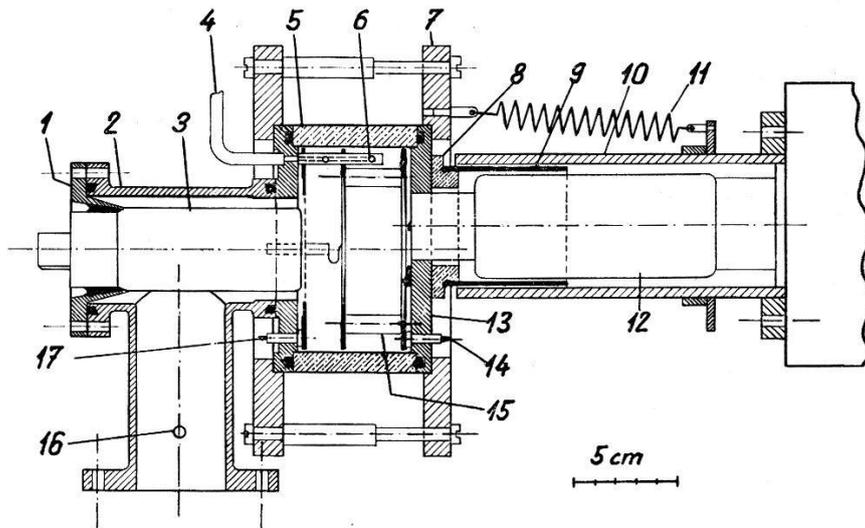


Fig. 6

Querschnitt durch die Ionisationskammer

1 Flansch für Stoppmultiplier; 2 Multipliergehäuse mit Anschlussflansch an den Hahn zur Hochvakuumpumpe; 3 Stoppmultiplier 51-UVP; 4 Anschlussrohr für Gaskreislauf; 5 Keramikzylinder als Kammerwand; 6 Teflonrohr mit seitlichen Bohrungen (leitet das zirkulierende Gas zwischen die Schutzelektroden); 7 Isolier-ring für Kammerverschluss; 8 Isolier-ring als Träger des Eisenzylinders 9, der auf Kathodenpotential des Startmultipliers ist; 10 Isolierrohr als Multipliergehäuse; 11 Spannfeder zur Anpressung des Startmultipliers an den Lichtleiter (3 Stück); 12 Startmultiplier RCA 6810; 13 Kammerdeckel aus Eisen als Hochspannungselektrode; 14 Anschluss für Schutzelektrode (Teflondurchführung); 15 Keramikstützen als Träger für Schutzelektrode (3 Stück); 16 Anschluss für Gaskreislauf bzw. Vorvakuumpumpe; 17 Gitteranschluss (Teflondurchführung)

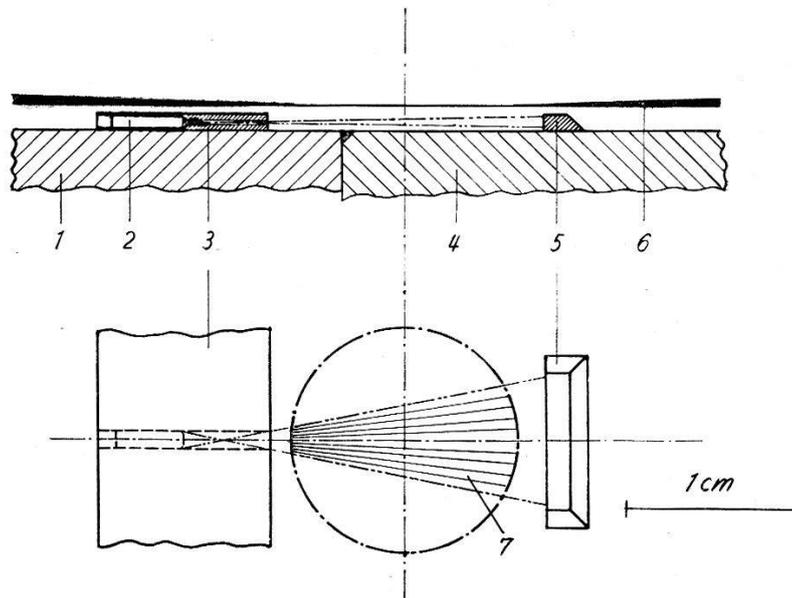


Fig. 7

Auf- und Seitenriss von  $\alpha$ -Quelle und Szintillator

1 Hochspannungselektrode bzw. Kammerdeckel; 2 Silberstift mit Poloniumpräparat; 3 Quellenhalter mit Kollimator; 4 Lichtleiter mit Al-Überzug; 5 Szintillator mit Aluminiumreflektor; 6 Schutzringelektrode; 7 nutzbarer Bereich der  $\alpha$ -Spuren für die Elektronenerzeugung

Der Stoppmultiplier, ein Quarzfenstermultiplier mit Frontkathode, registriert das im Stoppaum entstehende Licht. Die Aussenseite des Quarzfensters ist mit einer leitenden Schicht\*) überzogen, die folgende Eigenschaften hat:

Der elektrische Widerstand einer quadratischen Schichtfläche, gemessen über zwei gegenüberliegenden Seiten, ist etwa  $1\text{ k}\Omega$ ; die Schicht ist reib- und kratzfest. Optische Durchlässigkeit bei:

5000 Å 90% ; 4000 Å 80% ; 3000 Å 50% ; 1900 Å 25%.

### 3.4 Gasreinigung und Gaskreislauf

Ausser bei den Messungen an Stickstoff war das zur Hauptsache verwendete Gas Argon. Es wurde deshalb der Reinigung dieses Gases besondere Aufmerksamkeit geschenkt. Das Flaschenargon (Reinheitsangabe der Firma 99,8%) wurde sogleich nach Einfüllen in die Kammer während nahezu einer Stunde durch einen heissen (etwa  $800^\circ\text{C}$ ) Uranofen gepumpt. Die Grösse der Stoppimpulse, die von der Gasreinheit abhängt, konnte als qualitatives Mass für den Reinheitszustand des Argon verwendet werden. So konnten bei gereinigtem Argon bei den kleinen Zeitkonstanten des Stoppmultipliers (50 bis 100  $\mu\text{s}$ ) keine Stoppimpulse mehr beobachtet werden, während sie bei Argon aus der Flasche

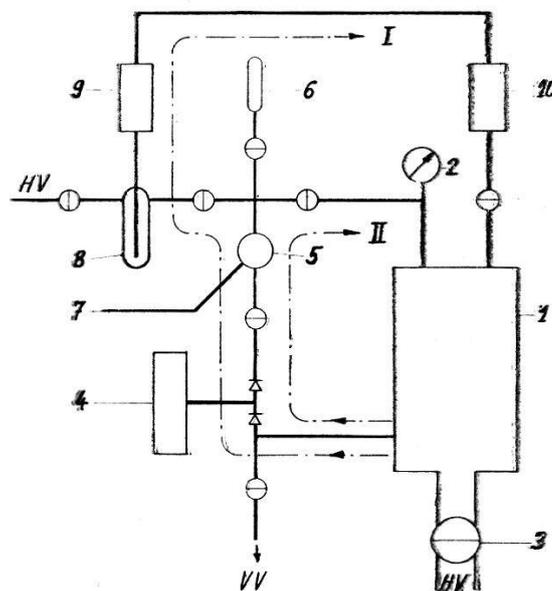


Fig. 8

#### Schematische Darstellung des Gaskreislaufes

1 Ionisationskammer; 2 Manometer; 3 Hochvakuumhahn; 4 Membranpumpe; 5 Mischhahn; 6 Ampulle für Gasproben; 7 Einlass für Zusatzgase; 8 Kühlfalle; 9 Uranofen; 10 Kühler; I Reinigungskreislauf; II Mischkreislauf; HV Hochvakuum; VV Vorvakuum

\*) Wir sind der Firma Gerätebau A.G. in Balzers für die Herstellung dieser Schicht sehr zu Dank verpflichtet.

oder bei gereinigtem Argon mit 0,1%  $N_2$ -Zusatz gut beobachtbar waren und zu Messungen verwendet werden konnten.

Figur 8 stellt schematisch den Gaskreislauf dar. Die Gasreinigung erfolgt im Kreislauf I durch den Uranofen (9); die Herstellung der Gas Mischung geschieht im Kreislauf II unter Zuhilfenahme eines speziellen Hahns (5), der gestattet, ein Zusatzgas in gewünschter Menge einzuschleusen. Dieser Hahn ist dargestellt in Figur 9.

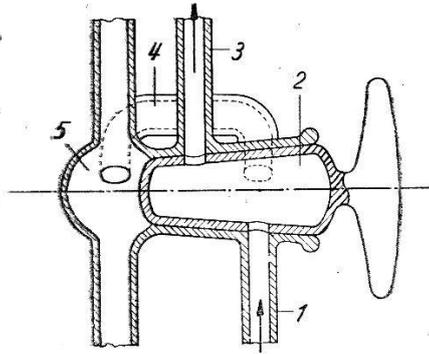


Fig. 9

Schnitt durch den Mischhahn (Fig. 8, Pos. 5)

1 Gaseintritt; 2 Einschleuskammer (drehbarer Hohlzapfen mit drei Stellungen: Durchlass (gezeichnet), Abspumpen, Einbringen des Zusatzgases); 3 Gasaustritt; 4 Verbindungsrohr zum Abspumpen der Einschleuskammer; 5 evakuierter Raum, dauernd an der Hochvakuum-pumpe. Um  $120^\circ$  versetzt gegenüber den Anschlüssen 1 und 4 ist der Einlass für die Zusatzgase (Fig. 8, Pos. 7); er ist in dieser Figur nicht gezeichnet, da er vor der Schnittfläche liegt

Die Gaszirkulation erfolgt durch eine Membranpumpe mit rund  $70 \text{ cm}^3$  Hubvolumen (Fig. 10). Die Wahl einer Membranpumpe gegenüber einer Zentrifugalpumpe hat folgende Gründe: Während des Pumpvorganges verändert sich der Druck im System periodisch (etwa 10%). Diese Druckveränderungen nebst der Zirkulation sorgen für eine bessere Gasdurchmischung in kleinen Toträumen (Manometer, Rohransätze usw.) als das bei einer stationären Strömung der Fall wäre. Die Pumpe dient auch zur Feinregulierung des Druckes vor der Messung sowie zur Volumverminderung des Systems, um Gasproben ohne Druckverlust entnehmen zu können. Durch Verschliessen des Hahns (4) in der Ölleitung zwischen Membran und Quecksilber wird während der Messung der Druck konstant gehalten.

Die Druckmessung erfolgt mit einem Quecksilbermanometer und einem Druckübertragungssystem zwischen Quecksilber und Gas (Fig. 11). Die Teflonmembran des Druckübertragers ist horizontal angeordnet. Bei einseitigem Überdruck legt sich die Membran an die mit feinen Löchern durchbohrten Anschlagbegrenzungen an. Von der Membran wird der Druck mit gut entgasem Öl auf das eigentliche Manometer übertragen.

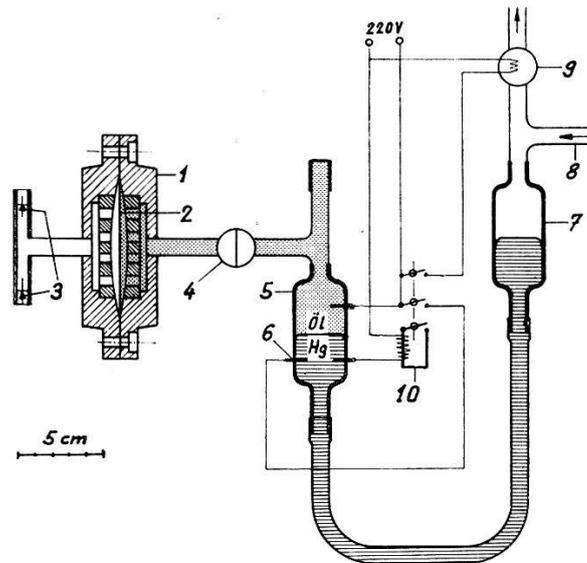


Fig. 10

## Membranpumpe

1 Pumpengehäuse; 2 Teflonmembran; 3 Rückschlagventile; 4 Hahn; 5 Schauglas mit Elektroden; 6 Wolframelektroden für Relaisbetätigung; 7 Kompensationsgefäß; 8 Anschluss für Druckluftflasche mit Reduzierventil; 9 Magnethahn (geschlossen, wenn stromlos); 10 Relais zur Hahnbetätigung

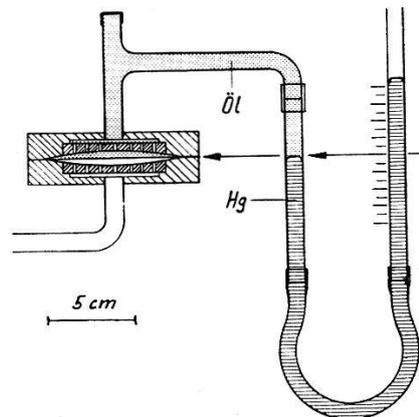


Fig. 11

## Manometer mit Druckübertragungssystem

Zur Festlegung der Nullstellung der Membran wird das rechte Manometerrohr verschoben, bis das Quecksilber im linken Schenkel auf Membranhöhe ist. Die Genauigkeit dieser Druckmessung liegt bei etwa  $\pm 1$  mm; das heisst, bei einem Gesamtdruck von 800 mm ist die relative Genauigkeit rund 1<sup>0</sup>/<sub>100</sub>.

## 3.5 Elektronischer Teil

In Kapitel 3.2 ist in groben Zügen das Prinzip erwähnt.

Der Startmultiplier RCA 6810 wird mit negativer Hochspannung betrieben. An der letzten Dynode werden positive Impulse abgenommen. Figur 12 zeigt das Prinzipschaltbild des Vervielfacherausganges.

Der Stoppmultiplier Philips UVP-51 ist mit positiver Hochspannung betrieben; prinzipiell ist die Schaltung wie in Figur 12, wobei jedoch der Kondensator  $C_1$  für die Multiplierhochspannung dimensioniert sein muss.

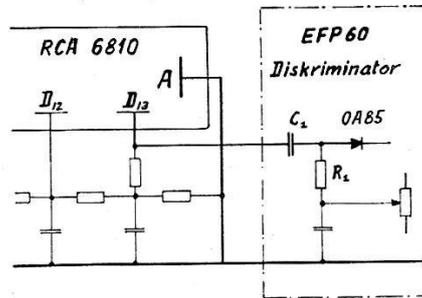


Fig. 12  
Prinzipschaltbild der Multiplieraengänge

$R_1$  ist in Stufen verstellbar entsprechend Zeitkonstanten von  $30 \mu\text{s}$  bis  $1 \mu\text{s}$ . Der Diskriminatorpegel der anschliessenden EFP 60-Stufe ist geicht von 0,5 bis 20 V.

Unmittelbar an die Multiplierspannungsteiler angebaut sind sowohl beim Stopp- als auch beim Startmultiplier die EFP 60-Diskriminatoren (dargestellt in Fig. 13). Die Schaltung der Diskriminatoren stammt im wesentlichen von LEWIS und WELLS<sup>6)</sup>. Diskriminator-Ausgangsimpulse: Grösse – 30 V (bei offenem Ausgang), Anstieg etwa  $15 \mu\text{s}$ , Dauer etwa  $0,3 \mu\text{s}$  (Impedanz 70 Ohm).

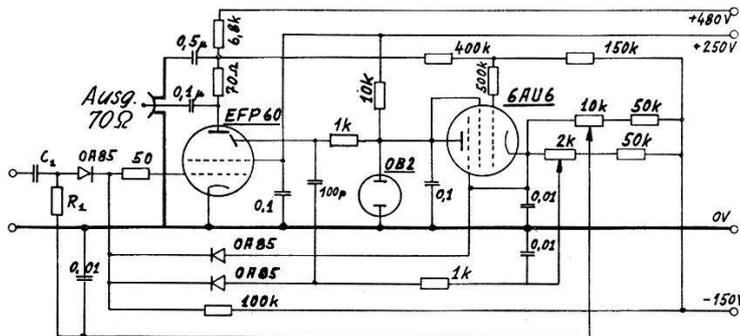


Fig. 13  
EFP 60-Diskriminator

Die geformten Startimpulse werden in einer Laufzeitkette verzögert. Diese Verzögerungskette hat bei einer Impedanz von 75 Ohm eine maximale Verzögerung von  $9 \mu\text{s}$  in 120 Stufen zu  $75 \mu\text{s}$ . Die Lieferfirma \*) gibt die Genauigkeit in jeder Stellung des Abgriffs zu 1% an. Diese Angabe wurde geprüft, indem zwischen Eingang und Abgriff der Kette die

\*) AD-YU Electronics Lab., 249 Terhune Ave., Passaic, N. Y.

Phasenverschiebung beobachtet wurde, das heisst die zur Erreichung der Phasenverschiebung  $\Delta\varphi = 0$  notwendige Frequenzabweichung  $\Delta f$  von einer zur eingestellten Verzögerung gehörenden Nennfrequenz  $f$ . Im meist verwendeten Bereich der Laufzeitkette wurde die Genauigkeit etwas besser als 1% befunden.

Zur Verbesserung der Impulsform am Ausgang der Kette mussten die von der Firma angebrachten Bananensteckeranschlüsse entfernt und die Zuleitungen geändert werden. Der Ausgangsimpuls muss hochohmig vom Schleifkontakt abgenommen werden; seine Grösse ist infolge der Dämpfung eine Funktion der Schleifkontaktstellung. Der negative Ausgangsimpuls wird deshalb in einer E180F Begrenzerstufe in einen positiven Impuls konstanter Höhe verwandelt. Dieser Begrenzerstufe geht ein Diskriminator voraus, dessen Pegelhöhe mit der Schleifkontaktstellung der Kette geregelt wird. Die Impulse der Begrenzerstufe werden in einem EFP 60-Trigger in ihre ursprüngliche Form und Grösse verwandelt.

Stoppsignal und verzögertes Startsignal treffen sich in der Koinzidenzanordnung (Fig. 14). Zwei E180F begrenzen die Impulshöhe der Einzelimpulse bei der effektiven Anodenimpedanz von 75 Ohm auf 1,35 V. Durch den Zusammenbau beider Begrenzerstufen erübrigen sich Kabel

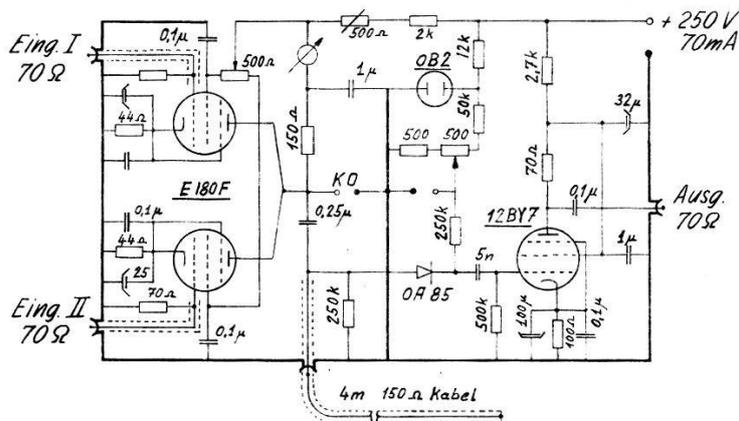


Fig. 14

Koinzidenzanordnung

zwischen ihren Anoden und der eigentlichen Koinzidenzstufe; es lässt sich so ein Faktor 2 in der Impulshöhe gewinnen, falls man von der Verwendung von 300-Ohm-Kabel absehen will. Ein 4 m langes, am Ende kurz geschlossenes 150-Ohm-Kabel formt die in ihrer Grösse bereits normierten Impulse zu Rechteckimpulsen von 32  $\mu\text{s}$  Dauer.

Bei genügend grosser Impulsrate ist die Impulsbeobachtung mit einem Oszillographen sehr bequem; sie gestattet vor allem das rasche Auffinden der Koinzidenzstellung der Verzögerungskette. Der Oszillograph ist dabei an die mit *KO* bezeichneten Klemmen angeschlossen und ersetzt so die

Koinzidenzstufe. Die gleichzeitige Beobachtung mit einem Zählratenmeter verbessert die Ablesegenauigkeit. Über das Auflösungsvermögen handelt der Abschnitt 4.4.

#### 4. Messung

##### 4.1 Einwirkung der Form der Multiplierimpulse auf die Laufzeitmessung

Die elektrischen Signale des Startmultipliers haben eine sehr kurze Anstiegszeit (etwa 5  $\mu\text{s}$ ). Der Impulsanstieg kann als gleichzeitig mit dem Erzeugungsmoment der Elektronen durch das  $\alpha$ -Teilchen angesehen werden.

Bei den Stoppimpulsen ist vorerst zu untersuchen, ob sie tatsächlich ein Abbild der Elektronendichtefunktion in der Gitterebene darstellen.

Die Dichte der in den Stoppraum eintretenden Elektronen sowie ihre Energie sind viel zu gering, um im benutzten Gase genügend registrierbares Licht zu erzeugen. Deshalb ist es notwendig, im Stoppraum bei hohen Werten von  $E/p$  (10 bis 20 V/cm Torr) die Elektronen zu beschleunigen, bis sie genügend Licht zu erzeugen vermögen. Man kann annehmen, dass bei fester Stoppraumfeldstärke die Intensität des erzeugten Lichtes proportional zur Elektronenzahl im Stoppraum sei. Der Momentanwert dieser Anzahl ist mit einer sehr kleinen zeitlichen Verschiebung – zur Hauptsache der Laufzeit im Stoppraum – proportional zur Elektronendichte in der Gitterebene. Die Stoppraumlafzeit und die endliche Dauer der Lichtprozesse bewirken ein «verschmiertes» Abbild der Elektronendichtefunktion der Gitterebene.

Um einen quantitativen Anhaltspunkt über die Grösse der durch die Stoppraumlafzeit und die Lichtemission bewirkten Verzögerungen zu erhalten, wurde die  $\alpha$ -Quelle direkt auf das Gitter gesetzt, so dass die  $\alpha$ -Spuren durchschnittlich 0,5 mm vor dem Gitter verliefen.

Es bedeuten:  $\tau_z$  die auf Grund der Diffusionstheorie errechnete Impulsanstiegszeit, wenn die Elektronen den Messweg  $z$  zurücklegen.

$\tau'_z$  die gemessene Impulsanstiegszeit beim nämlichen Messweg  $z$ .

Nach Gleichung (11) folgt bei gleichem  $E/p$ , das heisst gleichem  $w$  für zwei verschiedene Messwege  $z_0$  und  $z_1$ , die Proportion:

$$\frac{\tau_{z_0}}{\tau_{z_1}} = \sqrt{\frac{z_0}{z_1}} \quad (24)$$

Die Stoppraumfeldstärke soll ebenso wie die Messraumfeldstärke für beide Laufwege  $z_0$  bzw.  $z_1$  unverändert bleiben.

Durch die Vorgänge im Stoppraum sind die beiden Messgrössen  $\tau'_{z_0}$  und  $\tau'_{z_1}$  um die gleiche Zeitdauer  $\Delta\tau$  zu gross.

Reduziert man den Messwert  $\tau'_{z_1}$  mit  $\sqrt{z_0/z_1}$ , deren Grösse im vorliegenden Falle 0,1 ist, so folgt:

$$\tau'_{z_1} \sqrt{\frac{z_0}{z_1}} \equiv (\tau_{z_1} + \Delta\tau) \sqrt{\frac{z_0}{z_1}} = \tau_{z_0} + 0,1 \cdot \Delta\tau \quad (25)$$

Die Grösse  $\Delta\tau \equiv \tau' - \tau_z$  findet man mit Gleichung (25) zu

$$\tau'_{z_0} - \tau'_{z_1} \sqrt{\frac{z_0}{z_1}} = 0,9 \cdot \Delta\tau \approx \Delta\tau \quad (26)$$

Es zeigt sich, dass die Differenz (26) bei höhern Werten von  $E/p$  im Messraum (von 1 bis etwa 0,4) einigermassen konstant ist (etwa 50  $\mu\text{s}$ ) und bei Abnahme von  $E/p$  sich verkleinert. Diese Verkleinerung lässt sich durch einen geringen Durchgriff des konstanten Stoppraumfeldes in das abnehmende Messraumfeld erklären. Das Experiment zeigt hingegen auch, dass der Durchgriff des Stoppraumfeldes bei der Laufzeitmessung ( $z = 50 \text{ mm}$ ) wirklich vernachlässigbar ist.

#### 4.2 Gasanalysen

Nach Abschluss jeder Messung wurde jeweils eine Gasprobe zur Analyse in eine Glasampulle eingeschmolzen. Die mittels Massenspektrometer durchgeführten Gasanalysen ergaben folgendes Ergebnis: \*)

Alle Angaben sind in Einheiten von  $10^{-5}$  des Totaldruckes; Messgenauigkeit 15–20%

Zusammensetzung	H <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	A	CO <sub>2</sub>	C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	a)	b)	c)
A + 0,1 % N <sub>2</sub>	12	0,9	2,5	100	6		<0,6	1	—	—	—
A + 0,19% N <sub>2</sub>	70	2	2,5	180	5		4	2,5	≤ 1	≤ 1	≤ 2,5
A + 0,29% N <sub>2</sub>	25	0,6	1,2	270	4		1,0	2	≤ 0,2	≤ 1,2	≤ 3
A + 0,48% N <sub>2</sub>	35	0,6	1,2	490	6		1,0	2	≤ 0,3	≤ 1,2	≤ 3
A + 1,90% N <sub>2</sub>	25	0,5	1,3	2200	5		1,5	1,5	≤ 1	≤ 1	≤ 2,5
A + 4,60% N <sub>2</sub>	35	0,6	1,1	4300	6		0,8	1,5	≤ 0,5	≤ 1,5	≤ 4
N <sub>2</sub>	140	0,6	2		10	30	2,1	<0,5	≤ 0,5	≤ 0,5	≤ 1,5
A + 2,0 % CO <sub>2</sub>	12	1,6	6	—	<5		2080	—	—	—	—
A + 4,6 % CO <sub>2</sub>	20	0,7	1,1	<3	<8		4950	1,5	≤ 0,3	≤ 1	≤ 2,5

a) Totalverunreinigung von Methyl-, Äthyl-, Propyl-, Butylalkohol und Diäthyläther.  
 b) Totalverunreinigung von Propen, Buten, Hexen, Hepten und Oktylalkohol.  
 c) Totalverunreinigung von Butan, Pentan, Hexan, Heptan, Oktan und Penten.  
 — bedeutet nicht gemessen.

#### 4.3 Spannungsmessung

Die Kammerspannung  $U$ , aus der sich die Feldstärke  $E$  berechnet, wurde mit Hilfe eines elektrostatischen Voltmeters (STARKE und SCHRÖDER) direkt zwischen Gitter und Hochspannungselektrode relativ gemessen. Die Reproduzierbarkeit dieser Messung liegt bei wenigen Promillen.

\*) Herrn Prof. G. HOUTERMANS und Herrn Dr. EBERHARDT danken wir für die Durchführung der Gasanalysen.

Zur Eichung diente ein Siemens-Halske Präzisionsdrehspul-Instrument. Ein speziell angefertigter Vorwiderstand aus Konstantandraht (Silkband) von 1,499 MOhm erweiterte den Messbereich des Instrumentes auf 4500 V. Diese Spannungsmessanordnung wurde in einer Kompensationschaltung mit zwei verschiedenen Normalelementen verglichen. Die Spannungsmessung erreicht eine Genauigkeit von 0,5 bis 1%.

#### 4.4 Laufzeitmessung

Die momentane Grösse der Stoppimpulse ist abhängig von der Gitterspannung, der Wanderungsgeschwindigkeit im Messraum sowie dem vorliegenden Gase.

Meistens wurde die Gitterspannung knapp unter der Durchschlagsspannung gewählt, einerseits um grosse Lichtausbeute zu erhalten, andererseits um die Elektronenwanderungszeit im Stoppraum klein zu halten. Vor jeder Messung wurde die Multipliierverstärkung auf den grössten zulässigen Wert gebracht. Nun wurde die Messraumspannung  $U$  über den ganzen Messbereich variiert um festzustellen, welches die kleinste auftretende Stoppimpulsgrösse war. Diese Stoppimpulsgrösse wurde nun gewählt (zum Beispiel  $U_0 = 10$  V) und während der Messung durch Variation der Multipliierverstärkung konstant gehalten.

Bei festem Diskriminatorpegel von  $\nu U_0$  Volt ( $\nu$  meistens 0,2 bis 0,5) sowie der mittels Oszillograph gemessenen Anstiegszeit  $\tau$  lässt sich die Zeit  $\tau_\nu$  (Fig. 2) berechnen, um die das Stoppsignal verfrüht ist. Diese Zeitkorrektur, die zu der an der Laufzeitkette abgelesenen Zeit zu addieren ist, berechnet sich zu

$$\tau_\nu = 0,8 \tau \sqrt{\ln \frac{1}{\nu}} \quad (27)$$

Die Wanderungszeit im Stoppraum einschliesslich Abklingzeit der Lichtprozesse ist dabei nicht berücksichtigt. Der dadurch bedingte Fehler dürfte meistens unter 0,5% liegen. Dieser Fehler wird teilweise durch den erwähnten geringen Durchgriff des Stoppraumfeldes in das Messraumfeld kompensiert.

Zur Laufzeitmessung wurde meist zuerst die Kammerspannung grob gewählt und anschliessend die Verzögerungszeit aufgesucht, die die grösste Koinzidenzimpulsrate lieferte. Bei Laufzeiten, die gross waren gegenüber der Stufenzeit von 75  $\mu\text{s}$ , wurde die Kammerspannung fein nachgestellt, bis die Koinzidenzimpulsrate maximal wurde und die benachbarten Verzögerungsstufen gleiche Impulsraten aufwiesen. Bei Laufzeiten, denen gegenüber 75  $\mu\text{s}$  schon eine bedeutende Stufe darstellten, wurde durch Spannungsvariation erreicht, dass zwei unmittelbar benachbarte Verzögerungsstufen die gleiche Koinzidenzrate zeigten.

Als Beispiel für die zeitliche Auflösung sei aufgeführt:

Argon + 1% N<sub>2</sub>

Laufzeitkette	Pos.	Imp./min
1. $E = 695 \text{ V/cm}$	33	0
	34	400
	35	0
2. $E = 300 \text{ V/cm}$	61	0
	62	200
	63	200
	64	0

Das erste Beispiel zeigt eine Messung bei der das zeitliche Auflösungsvermögen der Koinzidenzapparatur ersichtlich nicht ausgenutzt wird; eine Stufe der Laufzeitkette ist bereits 3% des Messwertes.

Das zweite Beispiel zeigt eine Messung mit voller Ausnutzung des Auflösungsvermögens.

### Messergebnisse

Die aus den Messungen der Laufzeit berechneten Werte der Wanderungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der durch den Gasdruck dividierten Feldstärke sind dargestellt in den Figuren 15 bis 18.

Die Figuren 15 und 16 stellen die Ergebnisse der Messungen an den Gasmischungen A-N<sub>2</sub> dar.

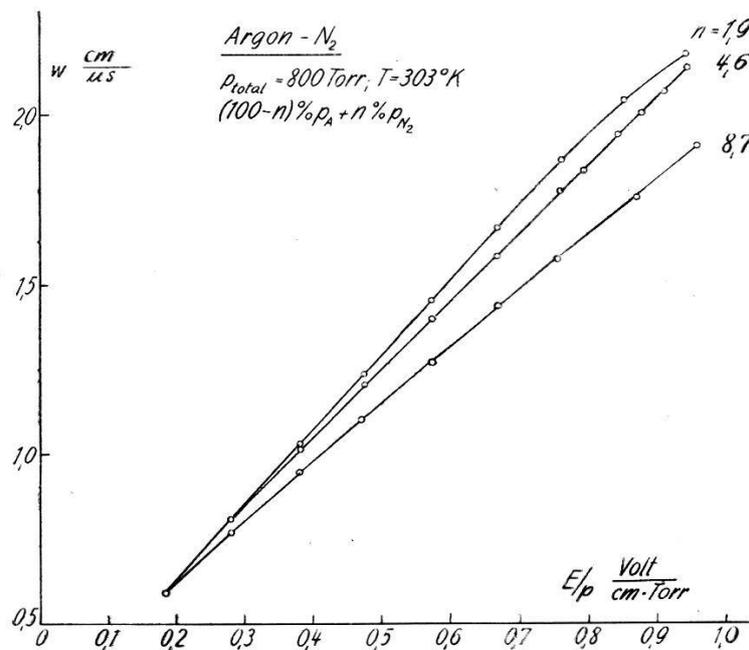


Fig. 15

Elektronen-Wanderungsgeschwindigkeit in A-N<sub>2</sub>

Die vollständige Reproduzierbarkeit der Herstellung von A-N<sub>2</sub>-Mischungen ist allgemein besser als 0,5%. Unter unabhängig hergestellten Mischungen ist dabei zu verstehen, dass der ganze Messvorgang einschliesslich aller Vorbereitungen – Auspumpen der Kammer auf Hoch-

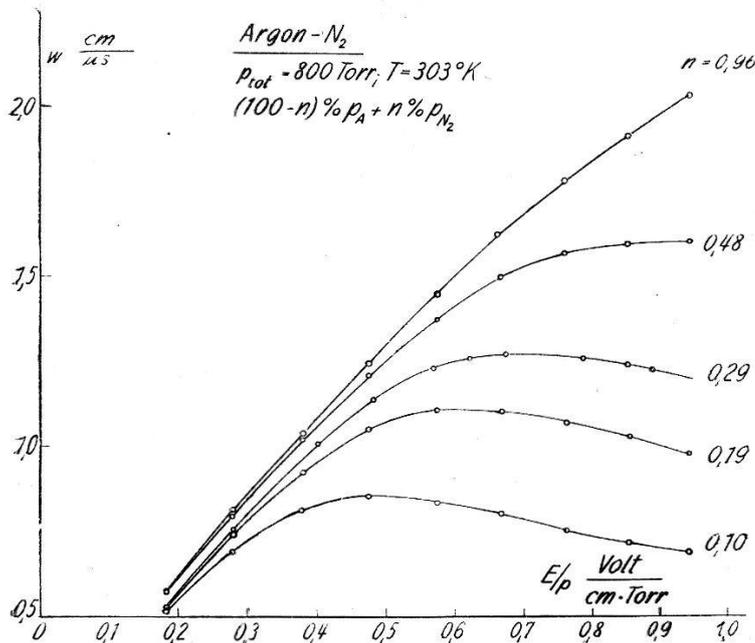


Fig. 16  
 Elektronen-Wanderungsgeschwindigkeit in A-N<sub>2</sub>

vakuum, Einfüllen von Argon und Reinigen im Kreislauf durch den Uranofen, Zugeben des N<sub>2</sub> (bzw. CO<sub>2</sub>) und Mischen im «kleinen» Kreislauf – wiederholt wurde.

Die hier vorliegenden Wanderungsgeschwindigkeitsmessungen in A-N<sub>2</sub>-Mischungen sind mit einer Ungenauigkeit von etwa 1,5% behaftet, die E/p-Werte mit einer solchen von rund 1%.

Figur 17 gibt die Resultate der Messungen an A-CO<sub>2</sub>-Mischungen wieder. Bei diesen Gasmischungen waren die Stoppimpulse meistens bedeutend kleiner als bei den A-N<sub>2</sub>-Mischungen. Die Durchführung der Messungen war schwieriger; das Anbringen der Laufzeitkorrektur unsicherer. Die Abweichungen der Wanderungsgeschwindigkeitsmessungen unabhängig hergestellter Mischungen betragen rund 1,5%, so dass mit Einbezug der Laufzeitkettentoleranz die absoluten Werte zu ± 2,5% dargestellt sind; die E/p-Werte sind auf rund 1% bekannt. Die gestrichelt eingezeichneten Kurvenstücke entstammen Messungen von ENGLISH und HANNA<sup>7)</sup> an Mischungen von 1%, 2,1% und 5%.

Figur 18 gibt die Messergebnisse an Reinstickstoff wieder und vergleicht diese mit den Ergebnissen anderer Autoren. Die Genauigkeitstoleranz ist für die Wanderungsgeschwindigkeiten 1,5%, für die E/p-Werte 1%.

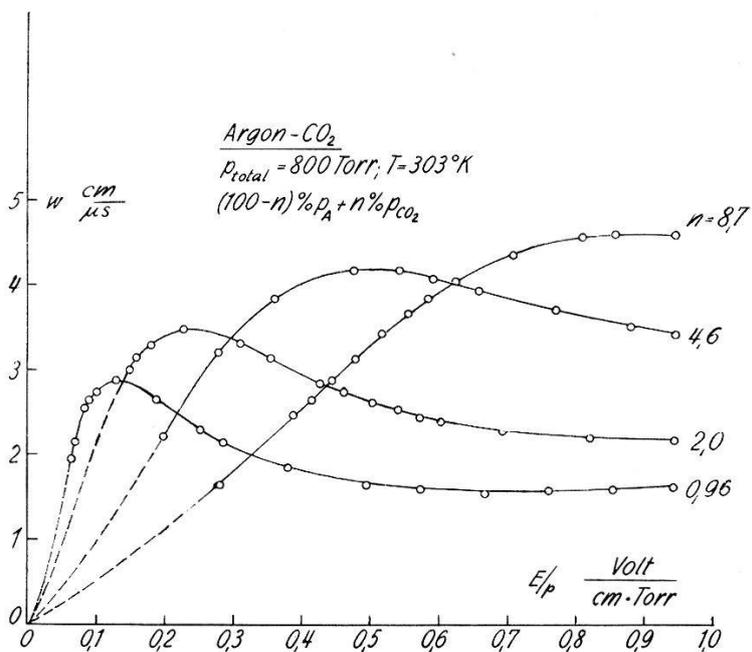


Fig. 17  
Elektronen-Wandergeschwindigkeit A-CO<sub>2</sub>

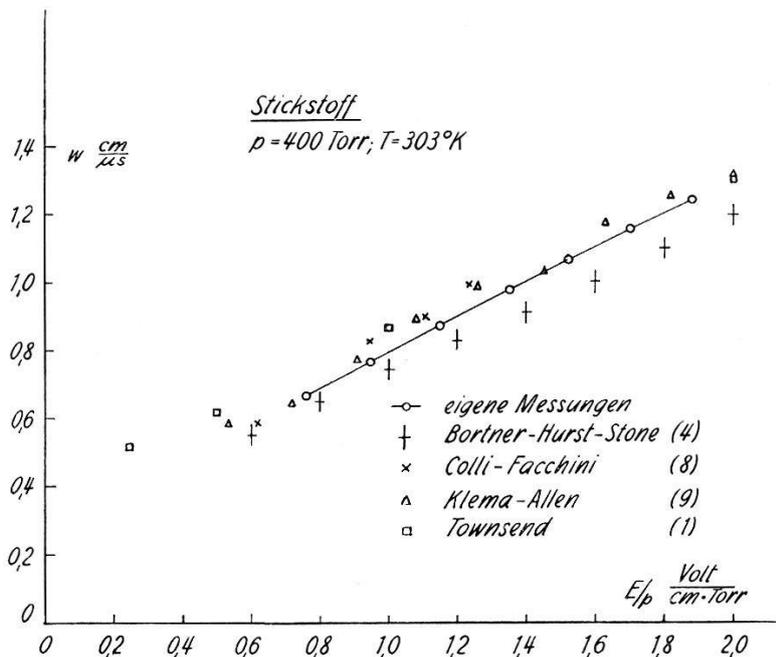


Fig. 18  
Elektronen-Wanderungsgeschwindigkeit in N<sub>2</sub>; Vergleich mit den Messungen anderer Autoren

**Diskussion**

Betrachtet man den Kurvenverlauf der Figuren 15 und 17, so fällt sofort auf, dass die Wanderungsgeschwindigkeit bei bestimmten Gas-mischungen im vorliegenden Messgebiet ein Maximum durchläuft. Im

weiteren bemerkt man auch, dass die Wanderungsgeschwindigkeiten in den Gasmischungen grösser sind als in den einzelnen Komponenten. Es drängt sich sofort die Frage nach dem Mechanismus der Stossvorgänge der Elektronen mit den Gasatomen oder Molekülen auf. Die Beantwortung dieser Frage setzt die Kenntnis der  $\varepsilon$ -Zahlen voraus, die, wie am Schluss des Kapitels 2 gezeigt wurde, aus dem Kurvenanstieg der Stoppimpulse berechnet werden können. In der dargelegten Arbeit wurden die Stoppimpulsanstiege lediglich zu Korrekturzwecken verwendet. Die aus den Kurvenanstiegen nach Gleichung (23) errechneten  $\varepsilon$ -Werte sind wohl von einer vernünftigen Grösse, aber noch zu wenig genau, um sie für weitere Aussagen verwenden zu können.

Vergleicht man das dargelegte Messverfahren mit den bis dahin bekannten, so stellt man folgendes fest:

Bei allen Methoden – die klassischen ausgenommen – arbeitet man mit Elektronenlawinen, die meist in statistischer Zeitfolge auftreten. Jeder einzelne Elektronenschwarm gestattet prinzipiell die Messung der Wanderungsgeschwindigkeit sowie der Diffusionskonstante bzw. der kinetischen Gastemperatur  $\varepsilon$ . Die verschiedenen Messgrössen treten jedoch miteinander in Erscheinung. Für eine exakte Messung der Wanderungsgeschwindigkeit muss der Diffusion Rechnung getragen werden.

Die vorliegende Methode gestattet die direkte Beobachtung der Longitudinaldiffusion des Elektronenschwarms. Obwohl die Methode von STEVENSON<sup>3)</sup> das prinzipiell auch gestattet, so hat die hier beschriebene den Vorteil, dass sie eine bedeutend grössere Anzahl von Elektronen für das Stoppsignal verwendet und dass ein Multiplikationsprozess im homogenen elektrischen Feld stattfindet.

Es ist naheliegend, die vorliegende Einrichtung dahin abzuändern, dass an Stelle des Multipliers ein Kollektor gesetzt wird, der die ankommenden Elektronen nach einer vorausgehenden Verstärkung durch Multiplikation im Stoppraum registriert. In dieser Richtung ist eine weitere Arbeit im Gange. Die direkte Beobachtung der elektrischen Impulse erweitert die Anwendung der Methode bedeutend, da keine Anforderungen an die Leuchteigenschaft des Füllgases gestellt werden müssen.

Der Kommission für Atomwissenschaft des Nationalfonds danken wir für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit. Danken möchten wir auch Herrn WEYENETH und Herrn ABT für die Herstellung der verschiedenen Messeinrichtungen, ebenfalls Herrn FINK für seine Mithilfe bei den Messungen.

**Literaturverzeichnis**

- 1) TOWNSEND and BAILEY, Drift velocity of Electrons in  $N_2$ . *Phil. Mag.* *42*, 873 (1921).
- 2) BRADBURY and NIELSON, Absolute Values of the Electron Mobility in Hydrogen. *Phys. Rev.* *49*, 388 (1936).
- 3) STEVENSON, Electron Velocities in Geiger Counter Gas Mixtures. Letter I. *R. S. I.* *23*, 93 (1952).
- 4) BORTNER, HURST and STONE, Drift Velocities of Electrons in Some Commonly Used Counting Gases. *R. S. I.* *28*, 103 (1957).
- 5) ROSSI and STAUB, Ionization Chambers and Counters. McGraw-Hill Book Company, Inc. New York, Toronto, London 1949, Chapter I.
- 6) LEWIS and WELLS, Millimicrosecond Pulse Techniques, Pergamon Press, London 1956.
- 8) COLLI and FACCHINI, Drift Velocity of Electrons in Argon. *R. S. I.* *23*, 39 (1952).
- 9) KLEMA and ALLEN, Drift Velocities of Electrons in Argon, Nitrogen and Argon-Nitrogen Mixtures. *Phys. Rev.* *77*, 661 (1950).
- 10) KIRSHNER and TOFFOLO, Drift Velocity of Electrons in Argon and Argon Mixtures. *J. appl. Phys.* *23*, 594 (1952).
- 11) NIELSON, Absolute Values of the Electron Drift Velocity in Nitrogen, Helium, Neon and Argon, *Phys. Rev.* *50*, 950 (1936).