

## MASTER

### Meting van de temperatuursafhankelijkheid van de beweeglijkheid van heliumionen in helium

Boëtius, R.G.

*Award date:*  
1972

[Link to publication](#)

#### **Disclaimer**

This document contains a student thesis (bachelor's or master's), as authored by a student at Eindhoven University of Technology. Student theses are made available in the TU/e repository upon obtaining the required degree. The grade received is not published on the document as presented in the repository. The required complexity or quality of research of student theses may vary by program, and the required minimum study period may vary in duration.

#### **General rights**

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain

#### **Take down policy**

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

Meting van de temperatuursafhankelijk-  
heid van de beweeglijkheid van helium-  
ionen in helium.

R.C. Boëtius.

januari '72.

Afstudeerwerk verricht  
o.l.v.  
dr.ir. J.G.A. Hölscher.

### Samenvatting.

De ionenbeweeglijkheid is bepaald met behulp van een methode, die berust op de verlaging van de brandspanning van een zelfstandige Townsendontlading, die optreedt, als op de brandspanning een wisselspanning wordt gesuperponeerd.

Gebleden is, dat de beweeglijkheid van  $\text{He}^+$  in He bij  $E/p_0 = 44 \text{ V/cm torr}$  in het temperatuurstrajekt tussen 77 en 300 K slechts weinig met de temperatuur afneemt. T.a.v. de temperatuursafhankelijkheid van de beweeglijkheid van helium-molecuulionen is er geen uitspraak mogelijk, daar de brandspanning van de ontlading (en daarmee het elektrische veld) sterk met de temperatuur verandert. Vermoed wordt, dat de verandering van de brandspanning het gevolg is van de vorming van klusterionen.

<u>Inhoud.</u>	pag.
1. Inleiding	1
2. De meetmethode	
2.1. De brandspanningsverlaging $\Delta V$	2
2.2. De frequentie-afhankelijkheid van $\Delta V$	4
2.3. Bepaling van de brandspanningsverlaging	6
3. Metingen	
3.1. Ontladingen met $\text{He}^+$ en $\text{He}_2^+$	7
3.2. Metingen bij temperaturen beneden 300 K	9
4. Resultaten en discussie	10
Opmerking	13
Figuren	16
Literatuur	20

## 1. Inleiding.

Als op de brandspanning van een zelfstandige Townsendontlading een wisselspanning wordt gesuperponeerd, treedt er een verlaging van de brandspanning op, d.w.z. de gemiddelde spanning over de ontlading wordt lager dan de brandspanning van de stationaire ontlading.

De brandspanningsverlaging blijkt afhankelijk te zijn van de amplitude en de frequentie van de gesuperponeerde wisselspanning.

Berekeningen hebben aangetoond, dat de frequentie-afhankelijkheid van de brandspanningsverlaging moet worden toegeschreven aan de drifttijd van de ionen en dat uit de frequentie-afhankelijkheid de driftsnelheid (beweeglijkheid) van de ionen kan worden bepaald. Met deze methode zijn de beweeglijkheden van neon-ionen in neon bepaald voor waarden van  $E/p_0$  van 1,5 tot 160 V/cm torr (1) ( $E$  = de elektrische veldsterkte;  $p_0$  = de op 0 °C gereduceerde gasdruk). De resultaten zijn binnen de meetnauwkeurigheid in overeenstemming met de zeer betrouwbare metingen van Beaty en Patterson (2).

Deze methode heeft enkele nadelen t.o.v. die door Beaty en Patterson gebruikt. Zijn er meer dan één soort ionen in de ontlading aanwezig, dan is het over het algemeen minder eenvoudig om de metingen kwantitatief te interpreteren. Ook het gebruik van een zelfstandige Townsendontlading vormt enige beperking doordat de brandspanning, de gasdichtheid en de elektrodenafstand niet onafhankelijk gevarieerd kunnen worden. Anderzijds is het juist de zelfstandige Townsendontlading, waaraan deze methode haar eenvoud ontleent, zowel wat betreft de konstruktie van de driftbuis (ontladingsbuis) als ook t.a.v. de benodigde apparatuur. De temperatuur van de ontladingsbuis kan gemakkelijk worden gewijzigd. Hierdoor leent deze methode zich voor het meten van de temperatuursafhankelijkheid van de beweeglijkheid van ionen. Wij hebben ons in het bijzonder beziggehouden met de bepaling van de temperatuursafhankelijkheid van de beweeglijkheid van helium-ionen in helium in het temperatuurstrajekt tussen 77 en 300 K. Bij temperaturen boven kamertemperatuur waren, als gevolg van een merkbaar weglekken van het heliumgas uit de ontladingsbuis en het vrijkomen van storende verontreinigingen, geen betrouwbare metingen mogelijk.

## 2. De meetmethode.

### 2.1. De brandspanningsverlaging.

We maken gebruik van een stationaire zelfstandige Townsendontlading. De stroom door de ontlading veronderstellen we voldoende klein, zodat we het elektrisch veld als homogeen mogen beschouwen. De voorschakelweerstand wordt zo groot gekozen, dat aangenomen mag worden, dat de gemiddelde ontladingsstroom constant blijft. De ontladingsstroom kan worden voorgesteld door

$$I_0 = I^-(0) \exp a_0 d \quad 1$$

Hierin is

- $I_0$  = de ontladingsstroom
- $I^-(0)$  = de elektronenstroom bij de kathode
- $a_0$  = de 1e ionisatiecoëfficiënt van Townsend
- $d$  = de afstand tussen de elektroden.

Op de brandspanning  $V_0$  van de genoemde ontlading wordt nu een wisselspanning  $v(t)$  gesuperponeerd. Voor de stroom  $I(t)$  door de ontladingsbuis kan worden geschreven

$$I(t) = I^-(0, t) \exp a(t) d + C_p \frac{d}{dt} v(t) \quad 2$$

onder voorwaarde, dat de looptijd van de elektronen van kathode naar anode klein is t.o.v. de periodetijd van de gesuperponeerde wisselspanning.  $C_p$  is de capaciteit, die gevormd wordt door de elektroden.

Daar de gemiddelde stroom constant is verondersteld, moet gelden

$$\overline{I(t)} - I_0 = \overline{I^-(0, t) \exp a(t) d} - I^-(0) \exp a_0 d = 0 \quad 3$$

immers  $\overline{\frac{d}{dt} v(t)} = 0$ .  $\overline{I}$  is de over één periode gemiddelde stroom.

Als de amplitude van de wisselspanning en de verlaging van de brandspanning ( $-\Delta V$ ) klein zijn t.o.v. de brandspanning, dan kan volgens von Engel en Steenbeek (3)  $a(t)$  worden geschreven als

$$a(t) = a_0 + a' \left( \frac{-\Delta V + v(t)}{d} \right) + \frac{1}{2} a'' \left( \frac{-\Delta V + v(t)}{d} \right)^2$$

anders geschreven

$$a(t) = a_0 - a' \frac{\Delta V}{d} \left( 1 - \frac{a''}{a'} \frac{\Delta V}{d} \right) + a' \frac{v(t)}{d} \left( 1 - \frac{a''}{a'} \frac{\Delta V}{d} \right) + \frac{1}{2} a'' \left( \frac{v(t)}{d} \right)^2 + \frac{1}{2} a'' \left( \frac{v(t)}{d} \right)^2 - \left( \frac{v(t)}{d} \right)^2$$

Onder dezelfde voorwaarden kan de benadering van  $a(t)$  verder worden doorgevoerd door  $\frac{a''}{a'} \frac{\Delta V}{d}$  te verwaarlozen t.o.v. 1 en

$\frac{1}{2} a'' \left( \frac{v(t)}{d} \right)^2 - \left( \frac{v(t)}{d} \right)^2$  t.o.v.  $a' \frac{v(t)}{d}$ , zodat

$$a(t) = a_0 - a' \frac{\Delta V}{d} + \frac{1}{2} a'' \left( \frac{v(t)}{d} \right)^2 + a' \frac{v(t)}{d} \quad 4$$

Met de benadering

$$\exp a(t)x = \exp a_0 x \left( 1 - a' \frac{\Delta V}{d} x + \frac{1}{2} a'' \left( \frac{v(t)}{d} \right)^2 x + a' \frac{v(t)}{d} x \right)$$

en  $I^-(o, t) = I^-(o) + i^-(o, t)$  wordt uit vergelijking 3 en 4 gevonden.

$$I^-(o) \left( -a' \frac{\Delta V}{d} + \frac{1}{2} a'' \left( \frac{v(t)}{d} \right)^2 \right) + a' \frac{i^-(o, t) v(t)}{d} = 0 \quad 5$$

Hieruit volgt

$$\Delta V = \frac{1}{2} \frac{a''}{a'} \frac{v(t)^2}{d} + \frac{i^-(o, t) v(t)}{I^-(o)} \quad 6$$

## 2.2. De frequentie-afhankelijkheid van $\Delta V$

De term  $\frac{1}{2} \frac{a''}{a'} \frac{v(t)^2}{a}$  van vergelijking 6 is onafhankelijk van de frequentie. Om de frequentie-afhankelijkheid van de term met  $\overline{i^-(o,t)v(t)}$  na te gaan, maken we de veronderstelling, dat het vrijmaken van elektronen uit de kathode uitsluitend geschiedt door de ionen, die in de ontlaadingsruimte worden gevormd,

$$I^-(o,t) = \gamma I^+(o,t)$$

7

$I^+(o,t)$  is de momentele waarde van de ionenstroom bij de kathode en  $\gamma$  het aantal elektronen, dat per ion uit de kathode wordt vrijgemaakt (de 2e coëfficiënt van Townsend).

Is  $v^+$  de driftsnelheid van de ionen, dan zullen de ionen gevormd op een afstand  $x$  van de kathode een tijd  $\frac{x}{v^+}$  nodig hebben om de kathode te bereiken. Om een bijdrage tot  $I^+(o,t)$  te leveren zullen deze ionen dus gevormd moeten worden op het tijdstip  $t - \frac{x}{v^+}$ , zodat

$$I^+(o,t) = \int_0^d I(\bar{o}, t - \frac{x}{v^+}) \exp a(t - \frac{x}{v^+}) x \cdot a(t - \frac{x}{v^+}) dx$$

Substitutie van deze vergelijking in vergelijking 7 geeft

$$\begin{aligned} I(\bar{o}, t) &= \gamma \int_0^d I(\bar{o}, t - \frac{x}{v^+}) \exp a(t - \frac{x}{v^+}) x \cdot a(t - \frac{x}{v^+}) dx \\ &= \gamma \int_0^d \{ I(\bar{o}) + \bar{i}(\bar{o}, t - \frac{x}{v^+}) \} \exp a_0 x \cdot \{ 1 + \Delta a(t - \frac{x}{v^+}) x \} \{ a_0 + \Delta a(t - \frac{x}{v^+}) \} dx \\ &= \gamma \int_0^d I(\bar{o}) \exp a_0 x \cdot \{ a_0 + (1 + a_0 x) \Delta a(t - \frac{x}{v^+}) + \dots \} + \\ &\quad + \gamma \int_0^d \bar{i}(\bar{o}, t - \frac{x}{v^+}) \exp a_0 x \cdot \{ a_0 + (1 + a_0 x) \Delta a(t - \frac{x}{v^+}) + \dots \} dx \end{aligned} \quad 8$$

Hierin is

$$\Delta a(t - \frac{x}{v^+}) = -a' \frac{\Delta V}{a} + \frac{1}{2} a'' \left( \frac{v(t - \frac{x}{v^+})}{a} \right)^2 + a' \frac{v(t - \frac{x}{v^+})}{a}$$

Voor een eerste orde-benadering van  $i^-(o,t)$  kan de tweede integraal van vergelijking 8 worden benaderd met

$$\gamma \int_0^d \bar{i}(\bar{o}, t - \frac{x}{v^+}) \exp a_0 x \cdot a_0 dx$$

Uit de vergelijking 5 volgt, dat met  $a' \frac{\bar{i}(\bar{o}, t - \frac{x}{v^+}) \cdot v(t - \frac{x}{v^+})}{a}$  ook

$I(\bar{o}) \{ -a' \frac{\Delta V}{a} + \frac{1}{2} a'' \left( \frac{v(t - \frac{x}{v^+})}{a} \right)^2 \}$  verwaarloosd mag worden, zodat van de term  $I(\bar{o}) \exp a_0 x (1 + a_0 x) \Delta a(t - \frac{x}{v^+})$  onder het eerste integraalteken overblijft  $I(\bar{o}) \exp a_0 x (1 + a_0 x) a' \frac{v(t - \frac{x}{v^+})}{a}$ . De benadering voor  $I(\bar{o}, t)$  wordt dan

$$\begin{aligned} I(\bar{o}, t) &= \gamma \int_0^d I(\bar{o}) \exp a_0 x \cdot a_0 dx \\ &\quad + \gamma \int_0^d I(\bar{o}) \exp a_0 x \cdot (1 + a_0 x) a' \frac{v(t - \frac{x}{v^+})}{a} dx \\ &\quad + \gamma \int_0^d \bar{i}(\bar{o}, t - \frac{x}{v^+}) \exp a_0 x \cdot a_0 dx \end{aligned} \quad 9$$



Door gebruik te maken van de zelfstandigheidseis ( $I(\bar{v}) = \gamma \int_0^d I(\bar{v}) \exp a \cdot x \cdot a \cdot dx$ ) en van de complexe notatie voor  $v(t)$  en  $I(o, t)$ ,  $v(t) = \hat{v} \exp j\omega t$  resp.  $I(o, t) = I(\bar{v}) \exp j(\omega t - \phi)$ , wordt uit vergelijking 9 gevonden.

$$\bar{v}(o, t) = \gamma \frac{a'}{a_0} V(t) I(\bar{v}) \frac{\int_0^d \exp(a_0 - j\frac{\omega}{v_0})x \cdot (1 + a_0 x) a_0 \cdot dx}{1 - \gamma \int_0^d \exp(a_0 - j\frac{\omega}{v_0})x \cdot a_0 \cdot dx}$$

en voor de frequentieafhankelijkheid van de brandspanningsverlaging

$$\frac{\overline{I(o, t) V(t)}}{I(\bar{v})} = \gamma \frac{a'}{a_0} \overline{V(t)^2} Q \quad ; \quad Q = \operatorname{Re} \left[ \frac{\int_0^d \exp(a_0 - j\frac{\omega}{v_0})x \cdot (1 + a_0 x) a_0 \cdot dx}{1 - \gamma \int_0^d \exp(a_0 - j\frac{\omega}{v_0})x \cdot a_0 \cdot dx} \right]$$

$Q$  kan worden opgevat als een functie van  $\frac{\omega}{v_0} d$ ,  $a_0 d$  en  $\gamma$ . Daar de ontlading zelfstandig is, is  $1 - \gamma (\exp a_0 d - 1)$ .

Met  $a_0 d$  als parameter is  $Q$  berekend als functie van  $\theta = \frac{\omega}{v_0} d$ .

Het resultaat is weergegeven in fig. 1 en 2. In fig. 1 is  $Q$  uitgezet tegen  $\theta$  voor  $a_0 d = 2, 4$ . Tevens zijn de meetpunten aangegeven die corresponderen met een ontlading in He bij een dichtheid  $p_0 = 4,9$  torr ( $a_0 d \approx 2,4$ ). Ter vergelijking met de berekeningen zijn de metingen aangepast aan de  $\theta$ -waarde behorende bij het eerste maximum en aan de  $\theta$ -waarde behorende bij de eerste nuldoorgang. De aanpassing aan de eerste nuldoorgang houdt verband met het feit, dat  $Q = f(\theta)$  slechts het frequentie-afhankelijke deel van  $\Delta V$  voorstelt, terwijl de metingen ook de gelijkspanningscomponent bevatten. Afgezien van de afwijkingen bij kleine waarde van  $\theta$  kan gezegd worden, dat de metingen in overeenstemming zijn met de berekeningen. Dit temeer daar men zich moet realiseren, dat er een tweede orde-effekt gemeten wordt, waarbij we alleen geïnteresseerd zijn in de frequenties behorende bij de maxima en niet in de amplitude of de gemiddelde waarde. Deze grootheden worden mede bepaald door de vereenvoudigingen, die doorgevoerd zijn, zoals b.v. dat  $\gamma$  uitsluitend bepaald wordt door de gevormde ionen. De afwijkingen bij kleine waarden van  $\theta$ , d.i. bij lage frequenties, worden veroorzaakt door een resonantie-verschijnsel (resonantie-frequentie bij ongeveer 1 kHz), waarbij de capaciteit en de zelfinductie (impedantie theorie van van Geel) een rol spelen.

In fig. 2 zijn de  $\theta$ -waarden behorende bij de maxima,  $\theta_m$ , uitgezet tegen  $a_0 d$ . Het blijkt, dat  $\theta_m$  slechts weinig met  $a_0 d$  verandert. De grootste verandering vertoont de  $\theta$ -waarde van het eerste maximum,  $\theta_1$ . Van  $a_0 d = 2$  naar 4 neemt deze af van 2,36 tot 2,32.

Verder is gebleken, dat het verschil in  $\theta_m$  van twee opeenvolgende maxima naar de waarde  $2\pi$  convergeert als  $\theta_m$  groter wordt. Van dit resultaat is gebruik gemaakt bij de metingen van de beweeglijkheid van neonionen in neon (1).

De beweeglijkheid van de helium-ionen hebben wij bepaald uit de frequentie  $f_1$  behorende bij het eerste maximum met

$$V^+ = f_1 d / 1,18 \quad 13$$

$$\mu = V^+ p_0 / E \quad 760 \quad 14$$

$\mu$  is de beweeglijkheid bij 760 torr.

### 2.3. Bepaling van de brandspanningsverlaging.

In fig. 3 is het principe gegeven van de schakeling, die gebruikt is voor de bepaling van de brandspanningsverlaging.

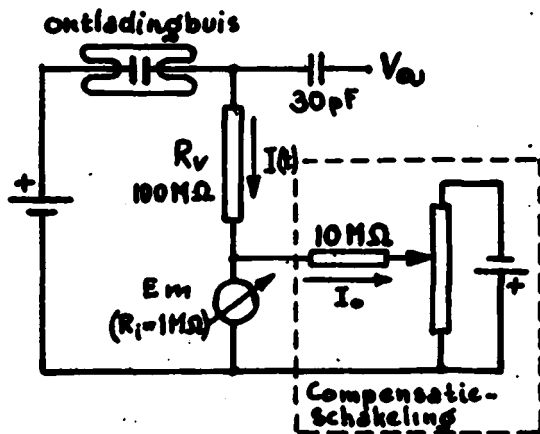


Fig. 3. Schakeling voor de bepaling van de brandspanningsverlaging bij het periodiek veranderen van de spanning over de ontlading met  $v_w$ . Met de elektrometer Em wordt de verschilstroom  $\Delta I = \overline{I(t)} - I_0$  gemeten. M.b.v. de compensatieschakeling wordt  $I_0$  in de elektrometer gecompenseerd.

Doordat een eindige weerstand is gebruikt voor de stroomstabilisatie, moet vergelijking 3 hiervoor worden gecorrigeerd. In dit geval wordt  $\Delta V$  bepaald door

$$\begin{aligned} \Delta V &= \frac{(\overline{I(t)} - I_0) R_v}{\overline{I(t)} - I_0} \\ \overline{I(t)} - I_0 &= \overline{I(0,t) \exp a(t)d} - I(0) \exp a_0 d \\ &= \{I(0) \left( -a' \frac{\Delta V}{d} + \frac{1}{2} a'' \left( \frac{\Delta V}{d} \right)^2 \right) + a' \frac{\overline{i(0,t)v(t)}}{I(0)} \} \exp a_0 d \end{aligned}$$

(zie 2.1).

Uit de bovenstaande vergelijkingen wordt gevonden

$$\Delta V = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \frac{a''}{a'} \frac{V(0)^2}{d}} \left( \frac{1}{2} \frac{a''}{a'} \frac{V(0)^2}{d} + \frac{\overline{i(0,t)v(t)}}{I(0)} \right)$$

Door deze correctie wordt de absolute waarde van  $\Delta V$  beïnvloed, echter niet de frequentie waarbij de maximale waarde van  $\Delta V$  optreedt. Daar de ionenbeweeglijkheid wordt bepaald uit de frequentie behorende bij de maximale waarden van  $\Delta V$ , kan worden volstaan met een relatieve meting van  $\Delta V$ . In feite is de met  $\Delta V$  evenredige verschilstroom  $\overline{I(t)} - I_0$  gemeten.

### 3. Metingen.

#### 3.1. Ontladingen met He<sup>+</sup> of He<sub>2</sub><sup>+</sup>

De gebruikte ontladingsbuizen bestonden uit een cilindrisch omhulsel van pyrexglas met een diameter van ca. 6 cm en twee vlakke stalen elektroden met een diameter van 4 cm. De onderlinge afstand van de elektroden was ongeveer 10 mm. (zie fig. 4).

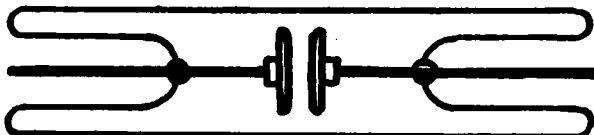


Fig. 4. De ontladingsbuis, die gebruikt is voor de bepalingen van de ionenbeweeglijkheid.

Het prepareren van de buizen is op dezelfde wijze gedaan als beschreven is door de Hoog (4). Als vulgas is gebruikt helium met een zuiverheid van 99,99%. Voor het meten van de beweeglijkheid van de atoom- en van de molecuulionen zijn twee dezelfde ontladingsbuizen gebruikt met verschillende vuldruk. De vereiste vuldruk is op de volgende wijze bepaald. De vorming van molecuulionen vindt plaats via een driedeeltjesbotsing van een atoomion met twee neutrale atomen.



Dit proces, door Holt en Bates (5) voorgesteld en door Phelps (6) aangetoond, is afhankelijk van de druk en de temperatuur. Niles en Robertson (7) hebben de druk- en temperatuursafhankelijkheid van de conversie-frequentie  $f_c$  van dit proces bepaald. ( $1/f_c$  is de gemiddelde levensduur van het atoomion).

Hun resultaat was

$$f_c = B p_0^2 \quad (1/\text{sec})$$

$$B T^3 = 2,97 \cdot 10^9 \quad (\text{K}^3/\text{sec.torr}^2)$$

Hierin is B de conversie-coëfficiënt. Als  $V_1^+$  de driftsnelheid van de atoomionen is, dan kunnen de atoomionen gemiddeld een weg  $V_1^+/f_c$  afleggen in de richting van de kathode. Is  $V_1^+/f_c \gg d$  (de elektrodenafstand) dan zullen praktisch alle atoomionen, die in de ontleding worden gevormd, de kathode bereiken.

Als echter  $V_1^+/f_0 \ll d$ , dan zullen de atoomionen vrijwel op de plaats waar deze gevormd worden overgaan in molecuulionen.

$V_1^+$  is een functie van  $E/p_0$ , waarbij  $E/p_0$  in een zelfstandige Townsend-ontlading bepaald is door de gekozen waarde van  $p_0 d$  (paschenkurve). Voor het verkrijgen van de bovengenoemde ongelijkheden is het daarom niet mogelijk  $p_0 d$  rechtstreeks te berekenen, maar moest gebruik worden gemaakt van de z.g. "trial and error" methode.

Het resultaat was ( $T = 300K$ )

$p_0$ (torr)	$V_1^+/f_0 d$ *) ( $d=1$ cm)	Ontlading met
5	$\pm 100$	$He^+$
100	$\pm 0,05$	$He_2^+$

\*) Voor  $V_1^+$  is gebruik gemaakt van de metingen van Hornbeck (8).

In de gebruikte ontladingsbuizen waren de op  $0^\circ C$  gereduceerde drukken resp. 4,9 torr ( $He^+$ ) en 93 torr ( $He_2^+$ ).

### 3.2. Metingen bij temperaturen beneden 300K.

In fig. 5 is het koelsysteem schematisch weergegeven.

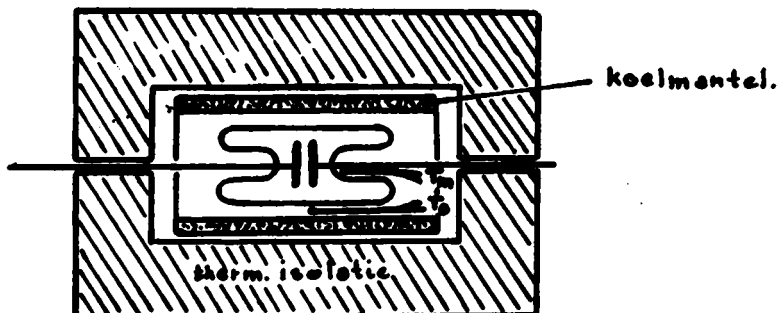


Fig. 5. De opstelling voor het meten van de ionenbeweeglijkheid bij temperaturen beneden 300K.

Om de ontladingsbuis bevindt zich een dubbelwandige koelmantel (vervaardigd van messing buismateriaal), die met vloeibare lucht kan worden gevuld. De ontladingsbuis en de koelmantel zijn thermisch geïsoleerd van de omgeving d.m.v. tempex en vermiculite (fijn korrelige mica). Het geheel is ondergebracht in een kooi van Faraday om de invloed van storende elektrische velden te voorkomen.

Aan de ontladingsbuis zijn twee thermokoppels (ijzenconstantaan) bevestigd. De temperatuur, gemeten met het koppel  $T_m$ , is beschouwd als representatief voor de temperatuur van het gas in de ontladingsruimte. Het koppel  $T_o$  is gebruikt om een indruk te krijgen van eventuele temperatuurverschillen in de ontladingsbuis.

De temperatuursinstelling is verkregen door de ruimte tot vloeibare stikstoftemperatuur te koelen en daarna, gebruikmakend van het thermische lek, de temperatuur toe te laten nemen. De toename van de temperatuur verliep met een tijdconstante van 6,5 uur.

#### 4. Resultaten en discussie.

In fig. 6 is de beweeglijkheid van  $\text{He}^+$  en  $\text{He}_2^+$  uitgezet tegen de absolute temperatuur. Hierin zijn tevens de metingen van Tyndael en Pearce (9) gegeven en - bij kamertemperatuur - de metingen van Beaty en Patterson en Hornbeck. Fig. 7 toont het verloop van de brandspanning  $V_b$  met de temperatuur.

#### Invloed van de temperatuur op de gasdichtheid en de elektrodenafstand.

De temperatuur, gemeten met het koppel  $T_m$ , was systematisch lager dan de temperatuur, gemeten met het koppel  $T_0$ . Het verschil was het grootst bij 77K (gemeten met  $T_m$ ) en bedroeg 4K. Op grond van het temperatuursverschil is te verwachten, dat er gradiënten in de gasdichtheid zullen optreden. Bij 77K kan het temperatuursverschil (ongeveer 5%) hoogstens tot gevolg hebben, dat de gemiddelde dichtheid in de ruimte tussen de elektroden 5% lager is dan de gemiddelde dichtheid in de ontladingsbuis, dus minder dan 5% lager dan de dichtheid, die met de druk  $p_0$  correspondeert. Uit capaciteitsmetingen is gebleken, dat de afstand tussen de elektroden toenam bij afnemende temperatuur. Bij 77K was de elektrodenafstand ongeveer 5% groter dan de waarde bij kamertemperatuur. De waarde van  $p_0 d$  zal hierdoor praktisch constant blijven en daarmee de brandspanning. Het is gebleken, dat de brandspanning van de ontleding met atoomionen ( $p_0=4,9$  torr) bij 77K 2,5% hoger is dan de waarde bij kamertemperatuur en dat de brandspanning van de ontleding met molecuulionen ( $p_0=93$  torr) bij 77K 39% lager is dan de waarde bij kamertemperatuur (zie fig. 7).

Een verklaring voor de verandering van de brandspanning van de laatstgenoemde ontleding wordt voorlopig aangehouden.

In de vergelijking voor de driftsnelheid \*) is voor  $d$  de waarde ingevuld, die bij de heersende temperatuur behoort. In dat geval is de onzekerheid in de ionenbeweeglijkheid

$$\mu = \frac{v^+ p_0}{E \cdot 760} = \frac{v^+}{760} \cdot \frac{p_0 d}{V_b}$$

gelijk aan de onzekerheid in  $\frac{p_0 d}{V_b}$ , die, zoals in het bovenstaande is aangetoond, klein is (1 à 2%).

\*) Zie vergelijking 13.

### De ontleding met atoomionen ( $p_0 = 4,9$ torr)

Bij de ontleding met atoomionen moet nog rekening worden gehouden met het feit, dat de conversie-frequentie  $f_c$  volgens  $1/T^3$  met de temperatuur verandert, dus met de mogelijkheid dat bij lagere temperaturen conversie optreedt. Het optreden van conversie zal gepaard gaan met een verandering van de waarde van de brandspanning en van de beweeglijkheid, daar de secundaire emissie (10) en de beweeglijkheid (2) van  $He^+$  en  $He_2^+$  aanzienlijk verschillen. Beide zullen toenemen bij conversie. De gemeten verandering van de beweeglijkheid van de atoomionen met de temperatuur zou eventueel zijn oorzaak kunnen hebben in de conversie naar de molecuulionen. Dit is echter niet waarschijnlijk, omdat de brandspanning slechts 2,5% toeneemt, hetgeen volledig verklaard kan worden uit de verandering van het produkt  $p_0 d$  met de temperatuur. We zouden dan ook verwachten, dat het in fig. 6 weergegeven verband tussen de beweeglijkheid en de absolute temperatuur representatief is voor de temperatuursafhankelijkheid van de beweeglijkheid van  $He^+$  in He bij de gereduceerde veldsterkte  $E/p_0 = 44$  V/cm.sec.

### De ontleding met molecuulionen ( $p_0 = 93$ torr)

In fig. 6 is de beweeglijkheid van  $He_2^+$  uitgezet tegen de absolute temperatuur. Bij kamertemperatuur is de gemeten beweeglijkheid ongeveer 9% lager dan de meting van Beaty en Patterson bij dezelfde waarde van  $E/p_0$  (7,0 V/cm.torr). Dit verschil kan worden toegeschreven aan het feit, dat de atoomionen gemiddeld een bepaalde afstand afleggen voordat deze overgaan in molecuulionen. Een vergelijking met de metingen van Tyndall en Pearce toont twee opvallende verschillen, t.w.

1. het verschil in de waarde van de beweeglijkheid
2. het verschil in de temperatuursafhankelijkheid van de beweeglijkheid.

De metingen van Tyndall en Pearce zijn uitgevoerd bij  $E = 32$  V/cm en  $p_0 = 7$  tot 27 torr.

Het is niet duidelijk, waaraan het eerstgenoemde verschil ( $\pm 30\%$ ) te wijten is, daar ook de betrouwbare meting van Beaty en Patterson ongeveer 20% lager ligt dan de meting van Tyndall en Pearce bij kamertemperatuur. De afname van de beweeglijkheid van de molecuulionen bij afnemende temperatuur, wordt toegeschreven aan klustervorming (11). Op grond hiervan wordt nu vermoed, dat het verschil in de temperatuursafhankelijkheid het gevolg is van het verschil in gasdichtheid (93 torr resp. max. 27 torr) daar klustervorming hiervan afhankelijk is.

Zoals in fig. 7 is te zien, verandert de brandspanning van de ontlading in (He,  $p_0=93$  torr) sterk met de temperatuur. Ook dit kan een aanwijzing zijn voor het optreden van klusterionen, mits deze ionen een grotere secundaire ionisatie-coëfficiënt hebben. De verandering van de brandspanning heeft echter wel tot gevolg, dat we met deze eenvoudige opstelling geen metingen kunnen doen van de temperatuursafhankelijkheid van de molecuulionen bij een en dezelfde waarde van de gereduceerde veldsterkte.



Opmerking.

De brandspanning van de ontlading in ( $\text{He}, p_0=4,9$  torr) en in ( $\text{He}, p_0=93$  torr) waren 6% resp. 47% lager dan de waarden, die door de Hoog (4) zijn gemeten aan ontladingen met overeenkomstige waarden van het produkt  $p_0 d$ .

Ook ontladingen bij andere gasdichtheden bleken een lagere brandspanning te hebben (zie fig. 8). Door toeval is nu ontdekt, dat de metingen van de Hoog kunnen worden gereproduceerd door gebruik te maken van een ontladingsbuis, die eerder is gebruikt voor een ontlading in neon. Als voorbeeld is in fig. 8 een tweetal metingen (A en B) gegeven. De meting A heeft betrekking op een ontladingsbuis, die oorspronkelijk is gebruikt voor neon-ontladingen. Deze buis is geëvacueerd en gedurende 16 u. op  $450^\circ \text{C}$  uitgestookt. Na afkoeling was de druk in de buis lager dan  $10^{-7}$  torr. Vervolgens is de buis gevuld met heliumgas ( $p_0=88$  torr). Voor de meting B is gebruik gemaakt van de ontladingsbuis, waarmee de beweeglijkheid van de heliummolecuulionen is bepaald. In deze buis is een ontlading in neon teweeggebracht bij een druk van 50 torr en een stroom van  $10^{-5}$  A. Na 2 uur branden is deze buis op de genoemde wijze uitgestookt en gevuld met helium. De grote invloed van een spoor neon op de brandspanning in helium moet zijn oorzaak hebben in de primaire- of de secundaire ionisatie-coëfficiënt. Voor wat betreft de primaire ionisatie-coëfficiënt is door Oskam (12) gevonden dat bij een kleine toevoeging van neon de vorming van het neon-ion sterk wordt bevorderd door het proces



De gevormde Ne-ionen kunnen vervolgens met He reageren volgens een van de processen;



Door Oskam zijn de metingen gedaan in de afterglow van een microgolfontlading. We zijn nagegaan of deze reacties ook voorkomen in een Townsend-ontlading door aan de ontlading in helium een kleine hoeveelheid neon toe te voegen. Voor dit experiment is gebruik gemaakt van een ontladingsbuis waarvan de afstand tussen de elektroden gevarieerd kan worden. Het neongas bevindt zich in een afzonderlijk reservoir dat via een sig. bolcapillair met de buis verbonden kan worden. De heliumdichtheid is  $p_0=46$  torr. Na het verbreken van het bolcapillair is de neonconcentratie 0,1%.

Zowel voor zuiver helium als voor het helium neon-mengsel is bij verschillende elektrodenafstanden de brandspanning bepaald (fig. 9 en 10). De beweeglijkheid is bepaald bij  $d=0,3$  cm (hoofdzakelijk  $\text{He}^+$ ) en bij  $d=1,9$  cm (hoofdzakelijk  $\text{He}_2^+$ ) (zie tabel 1).

Tabel 1.

d (cm)	$p_0 d$ (cm torr)	Gas	$\mu$ ( $\text{cm}^2/\text{V}.\text{sec}$ )	$E/p_0 V/\text{cm}.\text{torr}$	ion soort
0,3	13,8	He	2,4	20	hoofdz.
		He+0,1Ne	2,4	22	$\text{He}^+$
1,9	87,4	He	16,2	6,0	hoofdz.
		He+0,1Ne	19,4	8,6	$\text{He}_2^+$

Uit fig. 9 zien we, dat de verandering van de brandspanning na het toevoegen van neon toeneemt naarmate de elektrodenafstand toeneemt. Uit het verloop van de waarde van  $V_1^+/f_0 d$  met  $d$  (fig. 10) volgt, dat de concentratie van  $\text{He}_2^+$  toeneemt met  $d$  (zie 3.1.). Bij  $d=1,9$  cm is een grotere beweeglijkheid gemeten na toevoeging van neon. (zie tabel 1).

Dit verschil kan niet verklaard worden uit het verschil in de waarden van  $E/p_0$  (2). De oorzaak hiervan moeten we zoeken in het door Oskam voorgestelde omladingsproces  $\text{He}_2^+ + \text{Ne} \rightarrow \text{Ne}^+ + 2\text{He}$  waarbij de helium-molecuulionen op de weg naar de kathode hun lading overdragen aan neonatomen. Dit proces wordt eerst dan van belang, wanneer in de ontleding helium-molecuulionen worden gevormd ten koste van de helium-atoomionen, dus bij hogere gasdichtheden en grotere afstanden tussen de elektroden. Dit omladingsproces heeft echter geen invloed op de primaire ionisatie-coëfficiënt  $\alpha_0$ . Er worden geen nieuwe ladingdragers gevormd noch gaan er ladingdragers verloren.

De verandering van de brandspanning moeten we waarschijnlijk dan ook toeschrijven aan een verandering van de secundaire ionisatie-coëfficiënt. In eerste instantie wil dit zeggen dat de secundaire emissie van de neonionen kleiner moet zijn dan die van helium-molecuulionen. Dit is echter niet waarschijnlijk, omdat men kan verwachten dat de secundaire emissie van neonionen niet veel zal verschillen van die van helium-atoomionen en volgens Hagstrum is de secundaire emissie van helium-atoomionen globaal 2 x zo groot als die van de molecuulionen.

Een waarschijnlijker proces is het vormen van een neon-gaslaagje op de kathode of het indringen van neonionen in de kathode, waardoor de secundaire emissie wordt beïnvloed. Deze hypothese zou dan tevens verklaren, waarom de brandspanning van een helium-ontlading in een gasontladingsbuis, waarin eerder neon aanwezig is geweest, zoveel hoger ligt t.o.v. een niet door neon verontreinigde buis.

Voor een betere beschrijving van deze merkwaardige invloed van neon op een Townsend-ontlading in helium zal uitgebreider onderzoek nodig zijn. Reeds eerder is door Acton (13) gewezen op de invloed van een kleine concentratie neon op de brandspanning van een glim-ontlading. Hij vond een toename van de brandspanning van ongeveer 20% na toevoeging van 1 à 5% Ne. Door Weston (14) zijn ook metingen verricht aan ontladings in helium-neon mengsels. Met betrekking tot de glim-ontlading waren zijn resultaten in overeenstemming met die van Acton, bij Townsend-ontladings echter vond hij een toename van de brandspanning van slechts enkele procenten.

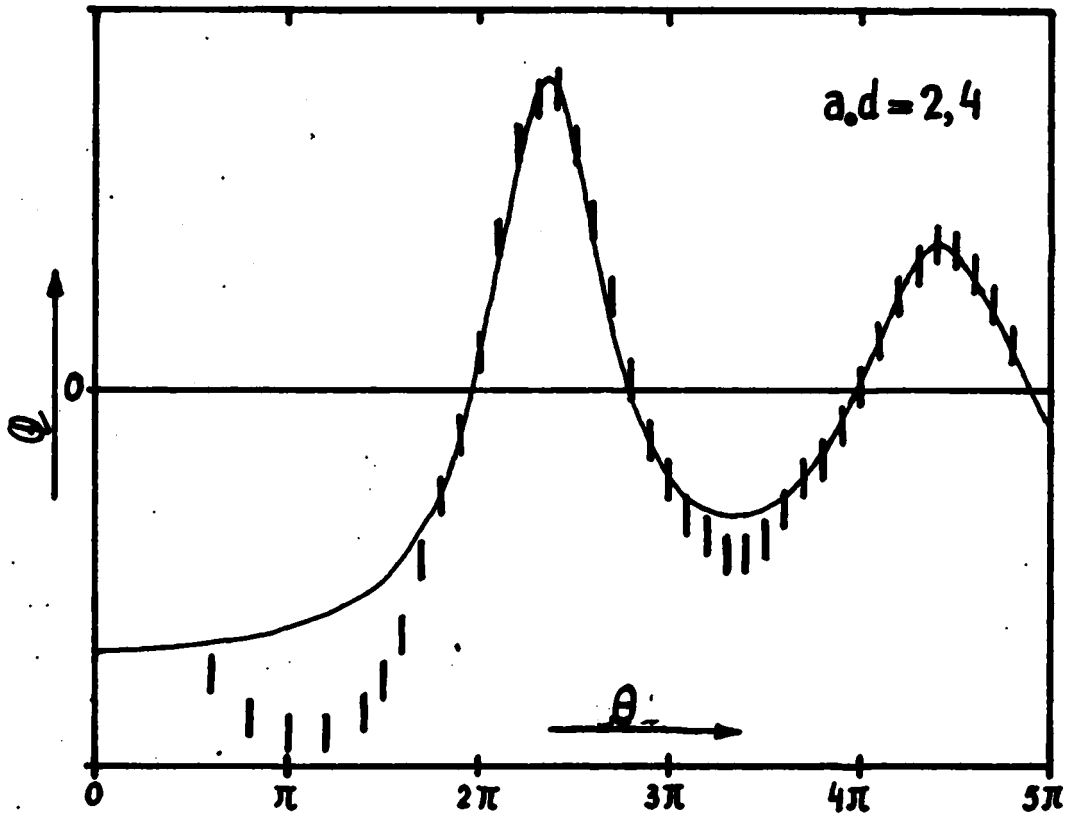


Fig. 1. De frequentie-afhankelijkheid van de brandspanningsverlaging. — berekende, | gemeten waarden.  
 $\theta = \frac{2\pi f d}{v}$  is de gereduceerde frequentie.

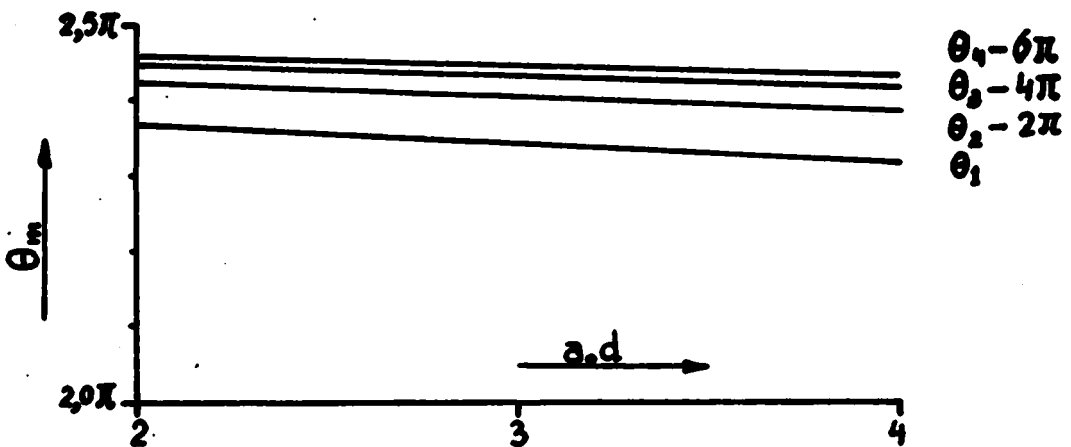


Fig. 2. De gereduceerde frequentie behorende bij de maxima,  $\theta_m$ , als functie van  $a_0 d$ .

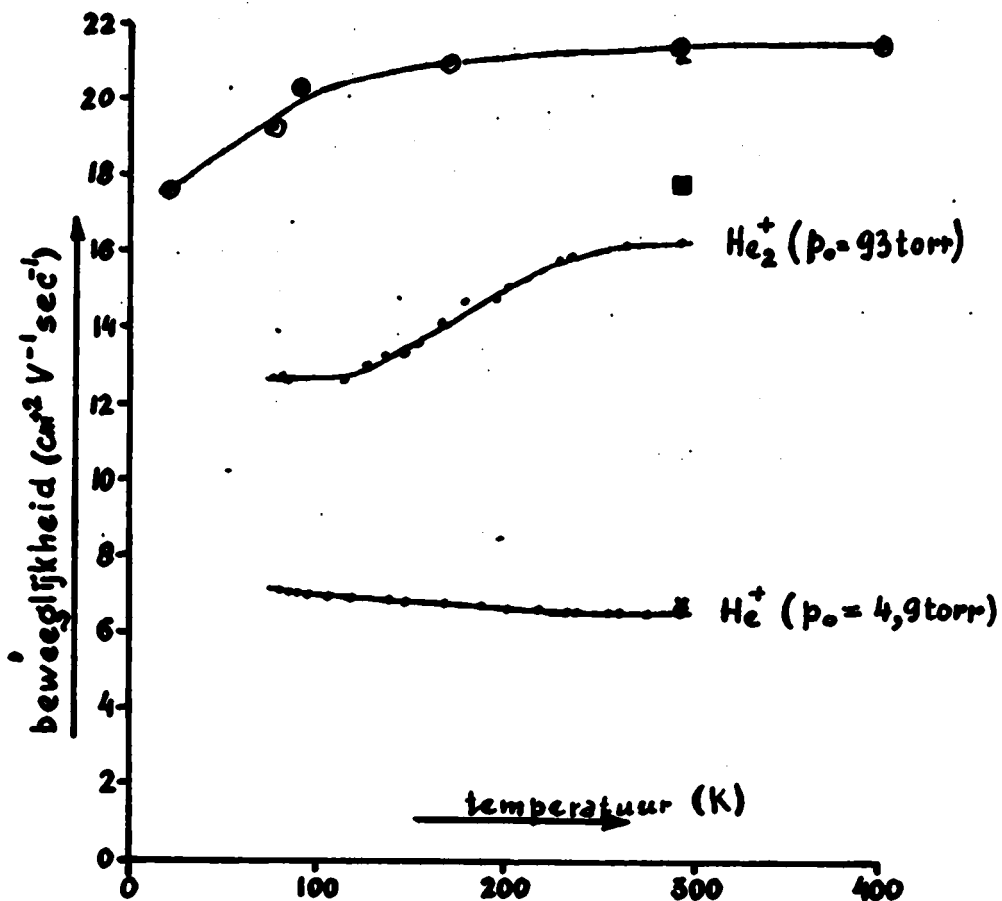


Fig. 6. De beweeglijkheid van  $\text{He}^+$  en  $\text{He}_2^+$  in He bij verschillende temperaturen.

● Tyndall en Pearce; ■ Beaty en Patterson;  
x Hornbeck.

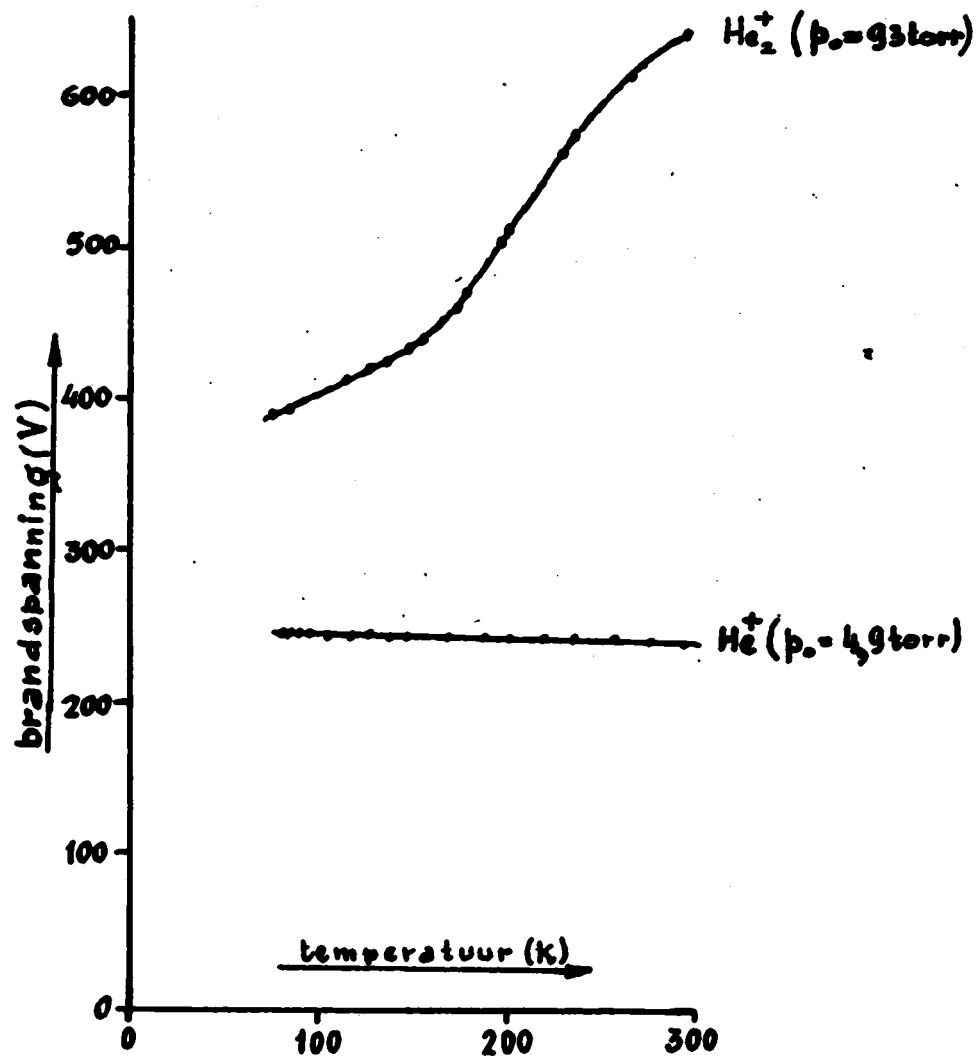


Fig. 7. De brandspanning van de ontlading met  $\text{He}^+$  resp.  $\text{He}_2^+$  als functie van de temperatuur.

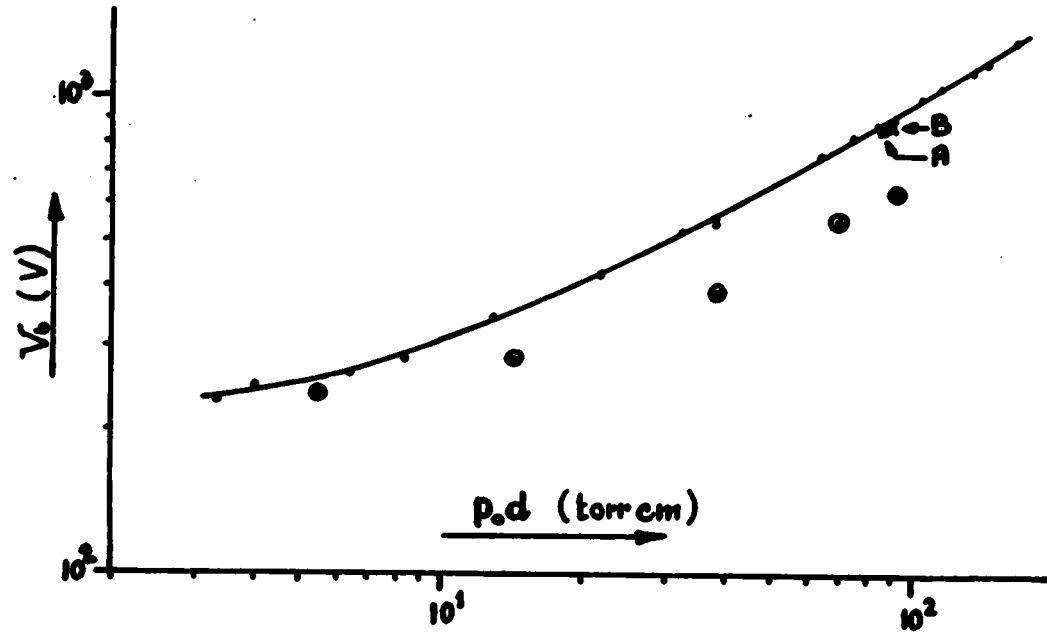


Fig. 8. De brandspanning van een Townsend-ontlading in helium als functie van  $p_0 d$ .  
 — de Hoog; © nieuwe resultaten. A en B corresponderen met de brandspanning van ontladingen in buizen, waarin eerder neon-ontladingen zijn teweeggebracht.

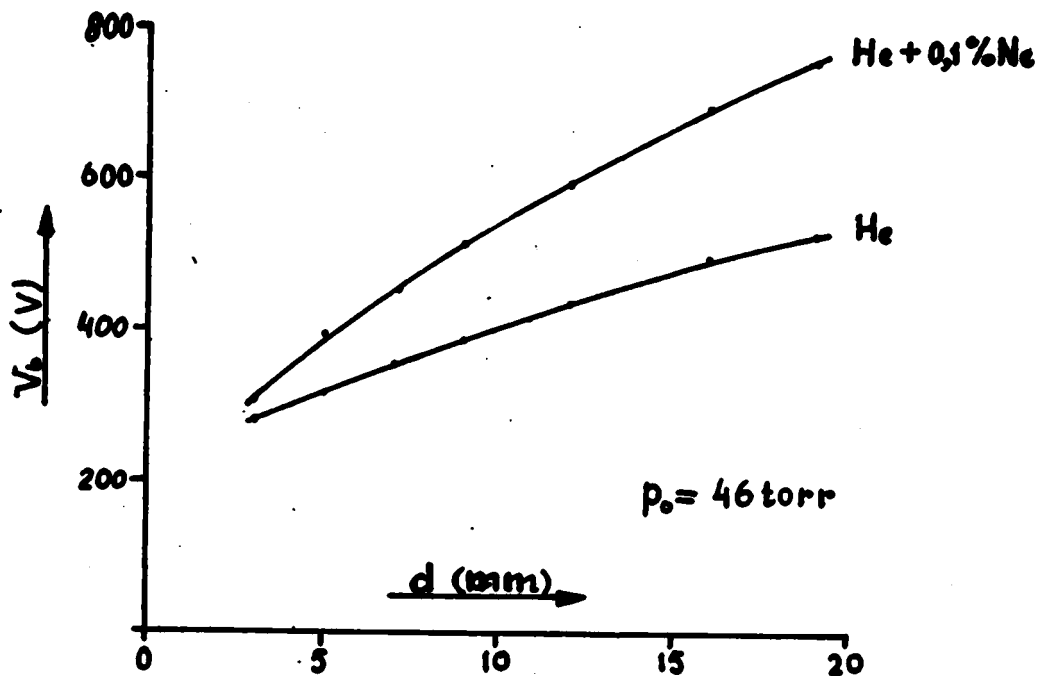


Fig. 9. De verandering van de brandspanning van een ontlading in helium na toevoeging van 0,1% neon als functie van de elektrodenafstand.

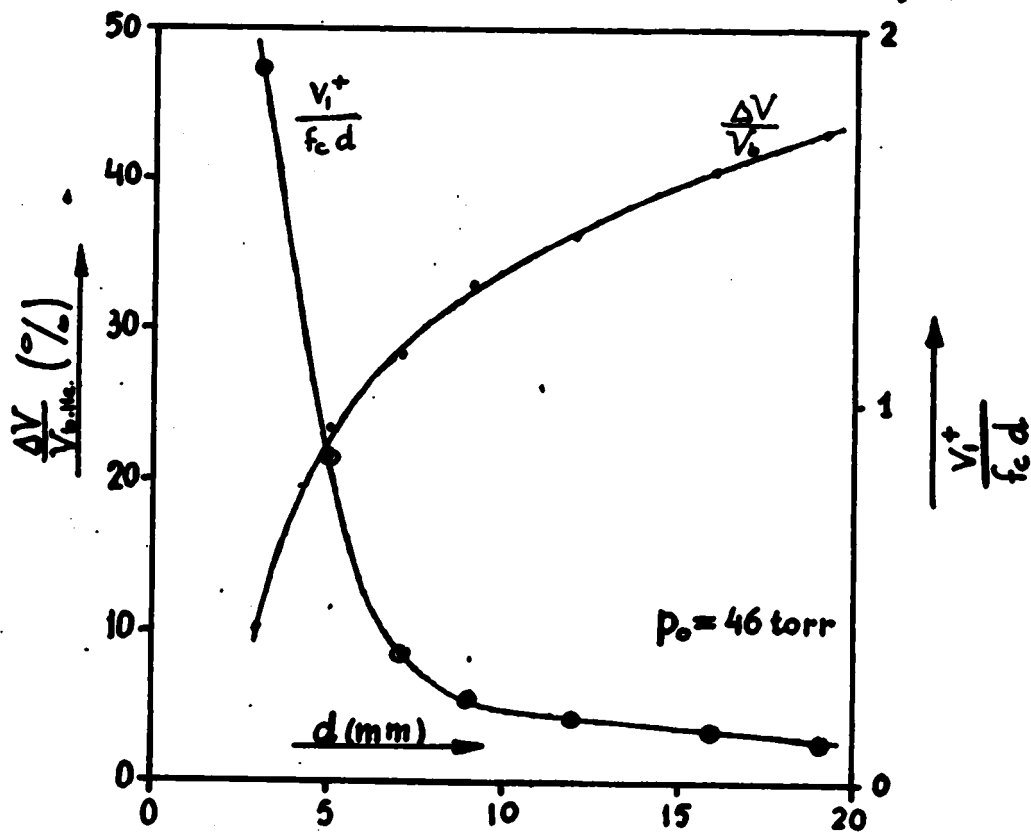


Fig. 10. De relatieve verandering van de brandspanning na toevoeging van 0,1% neon als functie van de elektrodenafstand.  $\frac{\Delta V}{V_{b, He}} = \frac{V_{b, He + 0,1\% Ne} - V_{b, He}}{V_{b, He}}$

Literatuur.

1. Schoonderwoerd, C.A.M., afstudeerverslag, T.H. Eindhoven, nov.'70.
2. Beatty, E.C. en Patterson, P.L., Proc.Intern.Conf.Ionization Phenomena Gases 6th, Paris, 1962, 1, 289 (1963).
3. von Engel, A. en Steenbeck, M., Elektrische Gasentladungen, Berlin ('32)
4. de Hoog, F.J., Dissertatie, Eindhoven (1969).
5. Holt, R.B., Phys.Rev. 80 (1950), 376.  
Bates, D.R., Phys.Rev. 77 (1950), 748; Phys.Rev. 78 (1950), 492.
6. Phelps, A.V., en Brown, S.C., Phys.Rev. 86, 102-105 (1952).
7. Niles, F.E. en Robertson, W.W., J.Chem.Phys. 42, 3277 (1965).
8. Hornbeck, J.A., Phys.Rev. 84, 615 (1951).
9. Tyndall, A.M. en Pearce, A.F., Proc. Roy. Soc., A149, 434 (1935).
10. Hagstrum, H.D., Phys.Rev. 89, 338, (1953); 91, 541 (1953).
11. Loeb, L.B., Basic Processes of Gaseous Electronics, Univ.of Calif. Press. (1960). Blz. 89.
12. Oskam, H.J., Dissertatie, Utrecht (1957).
13. Acton, J.R., zie ref. 14.
14. Weston, G.F., Brit.J.Appl.Phys. 10 (1959), 523.