

## MASTER

### Lasergeïnitieerde voorontladingsstromen in een opstelling ten behoeve van het spaceronderzoek

Koreman, C.G.A.

*Award date:*  
1980

[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.

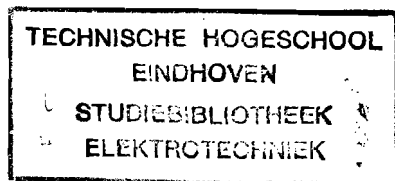
- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain

AFDELING DER ELEKTROTECHNIEK

Vakgroep Technieken van de Energievoorziening

Lasergeïnitieerde voorontladingsstromen  
in een opstelling ten behoeve van het  
spaceronderzoek

EH.80.A.53  
C.G.A. Koreman



Afstudeerwerk verricht o.l.v. :  
ir. H.F.A. Verhaart  
prof.dr.ir. P.C.T. van der Laan

mei 1980

Inhoudsopgave.

	blz.
Inhoudsopgave.	1.
Inleiding.	3.
Engelse samenvatting.	5.
Hoofdstuk I. Theorie.	6.
I.1. Berekening van de hoeveelheid ladingdragers in een lawine.	6.
I.2. Berekening van de stroom en spanningen in het externe circuit.	11.
I.3. Het ontstaan van secundaire lawines.	16.
I.4. De parallelle capaciteit.	20.
I.5. De verdeelde elektrode.	23.
I.6. Methodes om $\alpha$ - $\eta$ , $v_-$ en $v_+$ uit de metingen af te leiden.	30.
I.7. De metingen met een spacer.	31.
Hoofdstuk II. De opstelling.	35.
II.1. Het hoogspanningscircuit.	35.
II.2. De meetelektroden.	37.
II.3. Kathodematerialen.	43.
II.4. Het meetcircuit.	47.
II.5. Afscherming.	51.
II.6. Het dubbel T-filter.	52.
II.7. De laser.	56.
II.8. Isolatiematerialen.	57.
II.9. De stapspanning.	60.

	blz.
Hoofdstuk III. Metingen.	68.
III.1. Bepaling van de capaciteiten in de opstelling.	68.
III.2. Bepaling van de overslagspanning met een spacer tussen de elektroden.	71.
III.3. Meting van de spanning ten gevolge van de ionenkomponent.	72.
III.4. Meting van de spanning ten gevolge van de elektronenkomponent.	76.
III.5. Meting van de spanningspuls met een spacer tussen de elektroden.	81.
Hoofdstuk IV. Conclusies.	84.
Appendix I.	86.
I.A. Bepaling van de spanningen ten gevolge van de individuele stromen.	86.
I.B. Berekening van de totale spanning.	90.
Litteratuurlijst.	99.

## Inleiding.

In de hoogspanningstechniek wordt vaak tussen twee geleiders een gas als isolerend medium gebruikt.

Er zijn dan ook vaste isolatoren nodig voor de ondersteuning van de geleiders. We kunnen hier denken aan afstandsstukken (spacers) in gasgevulde hoogspanningskabels en schakelaars. Nu wordt in zo'n configuratie de doorslagspanning niet bepaald door het gas of de vaste isolator, maar door verschijnselen aan het scheidingsvlak tussen de vaste en gasvormige isolator.

Om na te gaan welke rol dit scheidingsvlak speelt, zijn er enige jaren geleden experimenten opgezet. Aanvankelijk met vacuum als isolator.

Hieruit bleek dat het voetpunt van de vaste isolator op de geleider een grote rol speelt.

Eveneens werd gevonden dat de isolator opgeladen werd.

Recent verscheen een rapport van A. Jaksts en J.D. Cross (Litt.0.1.), waarin met de elektrische methode (Litt.0.2.) voorontladingsstromen worden gemeten.

Ten gevolge van de beweging van ladingdragers in een elektrisch veld ontstaat een stroom in de toevoerleidingen naar de elektroden. Deze stroom veroorzaakt een spanning over een meetweerstand.

A. Jaksts en J.D. Cross vonden dat er ten gevolge van de isolator tussen de elektroden een nastroom optrad, welke zonder isolator niet gemeten werd.

Om dit te verifiëren en verder onderzoek aan vaste isolatoren in een gasvormige omgeving te verrichten is aan de

Technische Hogeschool te Eindhoven een experiment opgezet, waarin eveneens de elektrische methode wordt toegepast.

Het experiment verloopt als volgt.

Op een bepaald tijdstip worden uit de kathode een aantal elektronen vrijgemaakt. Dit vrijmaken gebeurt met een stikstof-pulslaser welke een zéér korte puls afgeeft.

Deze eerste elektronen ioniseren gasmoleculen terwijl ze de gap oversteken en veroorzaken zo een lawine.

Deze lawine heeft een stroom in de toevoerleidingen tot gevolg. De stroom veroorzaakt een spanning over de weerstand, welke gemeten wordt met een oscilloscoop.

De beschreven metingen zijn uitgevoerd in lucht bij atmosferische druk.

In de toekomst kan, na het gereedkomen van een drukvat, gemeten worden in diverse gassen en bij verschillende drukken.

Summary.

In this report a high voltage set-up is discussed in which the growth and motion of avalanches of chargecarriers between two electrodes in a gas can be measured.

The purpose of this investigation is to deduce from the behaviour of the charged particles why the breakdown voltage in a gas is lowered by a solid insulator ("spacer").

In chapter I the theory is discussed which describes the currents due to the motion of the charged particles, while in the appendix the voltages across the measuring resistor with its unavoidable parallel capacitance are calculated.

In chapter II the experimental set-up is described while in chapter III some preliminary measurements are discussed.

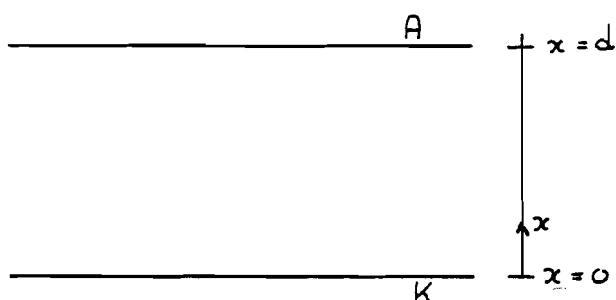
The currents due to the ions and electrons have been measured in the situation without spacer. The electron current has been measured with a wide bandwidth, made possible by the use of a subdivided measuringelectrode.

In the present state of the investigation it can be concluded that the waveform of, especially the ion currents, is influenced by the presence of the insulator.

## Hoofdstuk I. Theorie.

### I.1. Berekening van de hoeveelheid ladingdragers in een lawine.

We gaan uit van twee elektroden met daartussen een homogeen elektrisch veld.

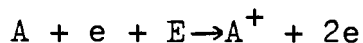


Figuur 1.1. De elektrodeconfiguratie.

De afstand tussen de elektroden is  $d$ . De spanning tussen de elektroden is  $U_0$ . Hieruit volgt dat tussen de elektroden een elektrisch veld heerst met een grootte  $E_0 = \frac{U_0}{d}$ .

We veronderstellen dat op het tijdstip  $t = 0$   $n_0$  elektronen uit de kathode vrijgemaakt worden.

Wanneer het elektrisch veld groot genoeg is treedt in het gas ionisatie op volgens de vergelijking:



met

$A$  = een atoom of molecuul,

$e$  = een elektron,



$E$  = de kinetische energie van het elektron,

$A^+$  = een ion.

Eerst wordt de situatie bekeken waarbij geen negatieve ionen gevormd worden.

Er geldt:

$$dn_- = \alpha n_- dx \text{ met} \quad (1)$$

$n_-$  = het aantal elektronen

$dn_-$  = de toename van het aantal elektronen

$\alpha$  = de ionisatiecoëfficiënt

$dx$  = de verplaatsing in de richting van het elektrisch veld.

Wanneer we vergelijking (1) als een differentiaalvergelijking opschrijven en oplossen met randvoorwaarde  $n = n_0$  voor  $x=0$ , dan volgt hieruit:

$$n_- = n_0 \exp(\alpha x). \quad (2)$$

Omdat alle elektronen op  $t = 0$  gelijktijdig vrijgemaakt zijn kunnen we voor  $x$  schrijven:

$$x = v_- t \text{ met} \quad (3)$$

$v_-$  = de driftsnelheid van de elektronen.

Dus  $n_- = n_0 \exp(\alpha v_- t)$ .

Deze formule geldt voor  $0 \leq t \leq T_- = \frac{d}{v_-}$ .

We veronderstellen in eerste instantie dat er geen secundaire lawines optreden, zodat voor  $t > T_-$  geldt

$$n_- = 0$$

Het aantal positieve ionen kan als volgt berekend worden.

Er geldt voor  $0 \leq t \leq T_-$

$$dn'_+ = \alpha n_- dx \text{ met}$$

$n'_+$  = het totale aantal gecreëerde positieve ionen.

Dus  $n'_+ = \int_0^x n_0 \exp(\alpha x) dx$  waaruit volgt

$$n'_+ = n_0 (\exp(\alpha x) - 1) \text{ en met } x = v_- t$$

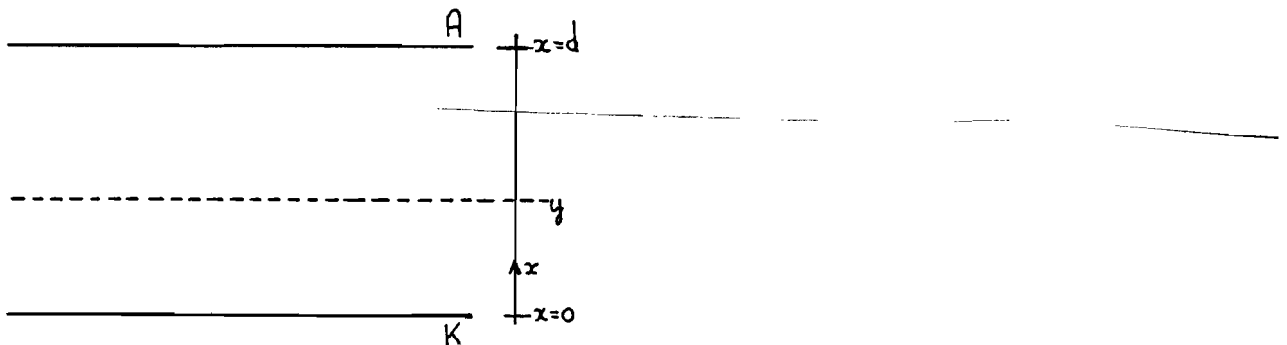
$$n'_+ = n_0 (\exp(\alpha v_- t) - 1) \quad (4)$$

Voor  $t \gg T_-$  geldt:

$$n'_+ = n_0 (\exp(\alpha d) - 1) \quad (5)$$

Er is echter ook een afname van positieve ionen.

Deze kan berekend worden met behulp van figuur 1.2.



Figuur 1.2. De elektrodeconfiguratie.

Op een tijdstip  $t_1$  worden de ionen bij  $x = y$  gecreëerd.

Deze ionen gaan in de richting van de kathode waar ze op het tijdstip  $t$  geneutraliseerd worden.

Er geldt  $y = v_- t_1 = v_+ (t - t_1)$  met

$v_+$  = de driftsnelheid van de positieve ionen.

Dus  $y = v_+ (t - \frac{y}{v_-})$  waaruit volgt:

$$y = v^* t \text{ met } v^* = \frac{v_+ v_-}{v_- + v_+} \quad (6)$$

Op het tijdstip  $t$  zijn alle positieve ionen gecreëerd tussen 0 en  $y$  bij de kathode geneutraliseerd dus:

$$n_+'' = \int_0^y n_0 \exp(\alpha x) dx = n_0 (\exp(\alpha y) - 1) \text{ met}$$

$n_+''$  = het totale aantal geneutraliseerde positieve ionen.

Door hier nu (6) in te substitueren, volgt hieruit:

$$n_+'' = n_0 (\exp(\alpha v^{\#} t) - 1) \quad (7)$$

Het aantal ionen dat nog aanwezig is tussen de anode en de kathode is dus  $n_+ = n_+' - n_+''$ .

Hiervoor kan geschreven worden:

$$n_+ = n_0 (\exp(\alpha v_- t) - \exp(\alpha v^{\#} t)) \text{ voor } 0 \leq t \leq T_- \quad (8)$$

$$n_+ = n_0 (\exp(\alpha d) - \exp(\alpha v^{\#} t)) \text{ voor } T_- \leq t \leq T^{\#} = \frac{d}{v^{\#}} \quad (9)$$

Voor  $t \geq T^{\#}$  geldt:

$$n_+ = 0 \quad (10)$$

We breiden nu de theorie verder uit met het geval dat negatieve ionen gevormd kunnen worden.

Er geldt nu:

$$dn_- = (\alpha - \eta) n_- dx$$

$$dn_n = \eta n_- dx$$

$$dn_+' = \alpha n_- dx \text{ met:}$$

$n_n$  = het aantal negatieve ionen

$\eta$  = de attachment-coëfficiënt

We kunnen hieruit de volgende formules afleiden:

Voor  $0 \leq t \leq T_-$

$$n_- = n_0 \exp([\alpha - \eta] v_- t)$$

$$n_+' = n_0 \frac{\alpha}{\alpha - \eta} (\exp([\alpha - \eta] v_- t) - \exp([\alpha - \eta] v^{\#} t)) \quad (11)$$

$$n_n = n_0 \frac{\eta}{\alpha - \eta} (\exp([\alpha - \eta] v_- t) - 1)$$

Na  $t = T_-$  is het aantal elektronen 0. Dus  $n_- = 0$ .

Voor het aantal positieve ionen kan nu geschreven worden

$$n_+ = n_0 (\exp([\alpha - \eta] d) - \exp([\alpha - \eta] v^* t)) \text{ met } v^* = \frac{v_+ v_-}{v_+ + v_-}.$$

Om een uitdrukking te vinden voor het aantal negatieve ionen berekenen we nu het aantal dat op een tijdstip  $t$  met  $t > T_-$  verdwenen is.

We stellen dat de negatieve ionen die op het tijdstip  $t = t_1$  bij  $x = x_1$  gecreëerd zijn, juist bij de anode aankomen. Dus alle negatieve ionen tussen  $x = d$  en  $x = x_1$  zijn verdwenen. Er geldt:

$$(t - t_1)v_n = d - x_1 \text{ en } x_1 = v_- t_1, \text{ waarbij } v_n \text{ de driftsnelheid van de negatieve ionen is.}$$

We kunnen hieruit  $x_1$  oplossen:

$$(t - \frac{x_1}{v_-})v_n = d - x_1 \text{ dus } x_1 = \frac{v_n t - d}{\frac{v_n}{v_-} - 1} = (v_n t - d) \frac{v_-}{v_n - v_-}$$

Het totale aantal verdwenen negatieve ionen is

$$n'_n = \eta n_0 \int_{x_1}^d \exp([\alpha - \eta] x) dx = \frac{n_0 \eta}{\alpha - \eta} \left\{ \exp([\alpha - \eta] d) - \exp([\alpha - \eta] \frac{v_-}{v_n - v_-} [tv_n - d]) \right\}$$

Het aantal gecreëerde negatieve ionen is

$$n''_n = n_0 \frac{\eta}{\alpha - \eta} \left\{ \exp([\alpha - \eta] d) - 1 \right\}$$

Dus het aantal negatieve ionen dat op het tijdstip  $t$  nog aanwezig is, is

$$n_n = n''_n - n'_n = n_0 \frac{\eta}{\alpha - \eta} \left\{ \exp([\alpha - \eta] d) - 1 - \exp([\alpha - \eta] d) + \exp([\alpha - \eta] \frac{v_-}{v_n - v_-} [v_n t - d]) \right\}$$

wat gelijk is aan:

$$n_n = n_0 \frac{\eta}{\alpha - \eta} \left\{ \exp([\alpha - \eta] [d - v_n^* (t - T_-)]) - 1 \right\} \text{ met}$$

$$v_n^* = \frac{v_- v_n}{v_- - v_n} \text{ voor } T_- \leq t \leq T_n$$

Resumerend kunnen we dus zeggen:

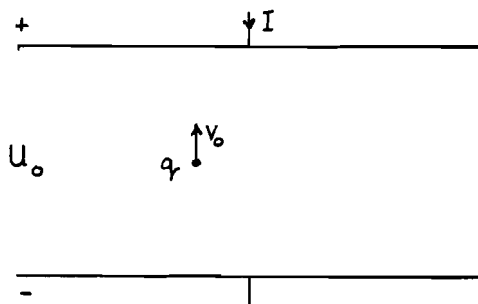
$$\begin{aligned}
 n_- &= 0 & t > T_- \\
 n_+ &= n_0 \frac{\alpha}{\alpha - \eta} \left\{ \exp([\alpha - \eta]d) - \exp([\alpha - \eta]v_n^* t) \right\} & \text{voor } T_- \leq t \leq T_n^* \\
 n_n &= n_0 \frac{\eta}{\alpha - \eta} \left\{ \exp([\alpha - \eta][d - v_n^*(t - T_-)]) - 1 \right\} & \text{voor } T_- \leq t \leq T_n
 \end{aligned} \tag{12}$$

Ook hier is geen rekening gehouden met eventuele secundaire lawines.

We zien dat (4), (8) en (9) uit (11) en (12) volgen door  $\eta=0$  te nemen. In het vervolg zal dus alleen verder gerekend worden met formule (11) en (12).

## I.2. Berekening van de stroom en spanningen in het externe circuit.

In paragraaf I.1. is afgeleid hoe het aantal ladingdragers afhangt van de tijd. Deze ladingdragers verplaatsen zich in het elektrische veld, wat gepaard gaat met een stroom in de toevoerleidingen. Het verband tussen de verplaatsing en de stroom in het externe circuit kan berekend worden met behulp van figuur 1.3.



Figuur 1.3.

We veronderstellen een puntlading  $q$  die zich met een snelheid  $v_0$  beweegt in een homogeen elektrisch veld.

Hierop wordt een arbeid verricht  $W = qE_0 v_0 dt$ .

De energie wordt geleverd door het externe circuit

$W' = U_0 Idt$ . Wanneer we  $W$  en  $W'$  aan elkaar gelijk

stellen dan vinden we:

$$I = \frac{qv_0}{d} = \frac{q}{T_0} \text{ met } T_0 = \text{de oversteektijd.}$$

Voor de externe stromen ten gevolge van de beweging

van de ladingdragers uit paragraaf I.1 kan dus

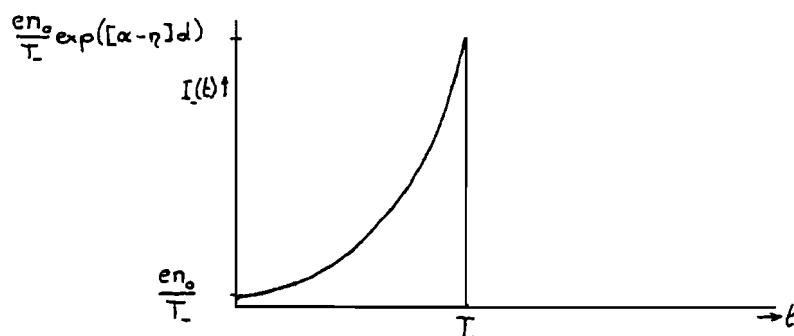
geschreven worden:

$$\begin{aligned} I_-(t) &= \frac{en_0}{T_-} \exp([\alpha - \eta] v_- t) \\ I_+(t) &= \frac{en_0 \alpha}{T_+ (\alpha - \eta)} (\exp([\alpha - \eta] v_- t) - \exp([\alpha - \eta] v_+^* t)) \\ I_n(t) &= \frac{en_0 \eta}{T_n (\alpha - \eta)} (\exp([\alpha - \eta] v_- t) - 1) \end{aligned} \quad (13)$$

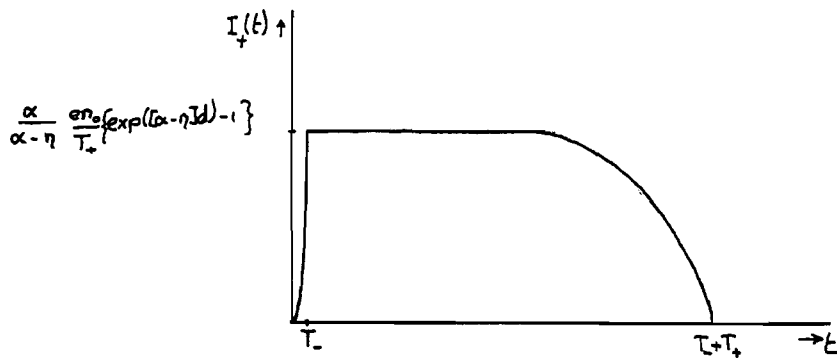
Voor  $0 \leq t \leq T_-$  en

$$\begin{aligned} I_-(t) &= 0 && \text{voor } t > T_- \\ I_+(t) &= \frac{en_0 \alpha}{T_+ (\alpha - \eta)} (\exp([\alpha - \eta] d) - \exp([\alpha - \eta] v_+^* t)) && \text{voor } T_- \leq t \leq T_+^* \\ I_n(t) &= \frac{en_0 \eta}{T_n (\alpha - \eta)} (\exp([\alpha - \eta] [d - v_n^* (t - T_-)]) - 1) && \text{voor } T_- \leq t \leq T_n \end{aligned} \quad (14)$$

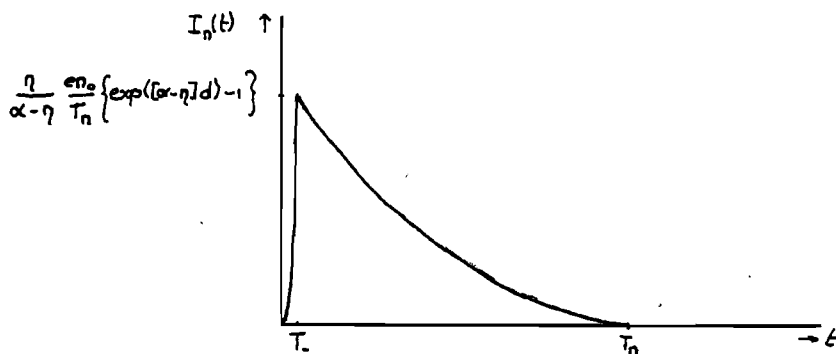
Deze stromen staan getekend in de volgende figuren.



Figuur I.4. De stroom ten gevolge van de elektronen.



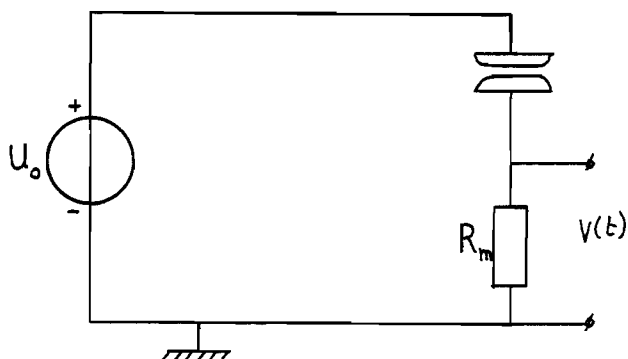
Figuur 1.5. De stroom ten gevolge van de positieve ionen.



Figuur 1.6. De stroom ten gevolge van de negatieve ionen.

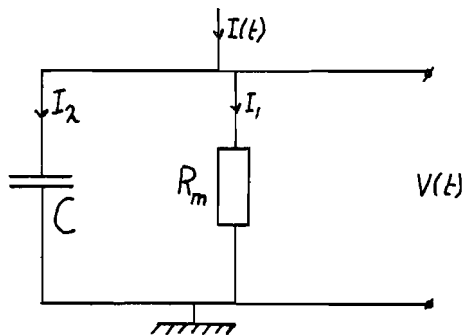
De stroom  $I$  die in het externe circuit loopt is nu de som van deze drie stromen:  $I = I_- + I_+ + I_n$ .

We kunnen deze stroom meten door in het externe circuit een weerstand op te nemen. Zie figuur 1.7.



Figuur 1.7. Het meetcircuit.

Om nu de spanning over de weerstand te bepalen kunnen we het volgende vervangingsschema opstellen. Zie figuur 1.8.



Figuur 1.8. Het vervangingsschema.

De capaciteit  $C$  bestaat uit parasitaire capaciteiten van de opstellingen en het meetcircuit. Deze capaciteit wordt in paragraaf I.4. verder besproken.

Er geldt nu:

$$I = I_1 + I_2 = \frac{V}{R} + C \frac{dV}{dt} \quad \text{dus}$$

$$\frac{dV}{dt} + \frac{V}{RC} = \frac{I}{C} \quad (15)$$

We kunnen nu Laplace transformatie toepassen om de spanning  $V$  uit te rekenen ten gevolge van de drie stromen  $I_-$ ,  $I_+$  en  $I_n$ .

Zie voor de uitwerking hiervan Appendix I.

In deze paragraaf worden enige resultaten uit Appendix I besproken.

We streven er naar om  $C$  zo klein mogelijk te maken.

Aangezien we  $C$  niet nul kunnen maken, stellen we het meetcircuit in op bepaalde waarden van  $RC$  omdat we dan

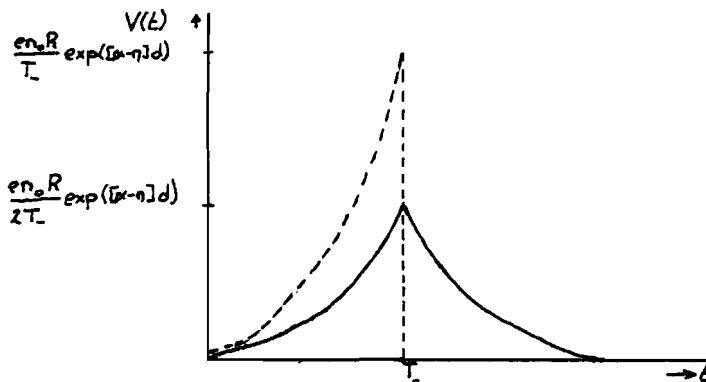


de gemeten spanningen goed kunnen interpreteren.

$$A \quad RC = \frac{1}{(\alpha - \eta) v_-}$$

De formules die de spanning beschrijven staan in Appendix I.

Figuur 1.9. schetst de spanning over de meetweerstand.

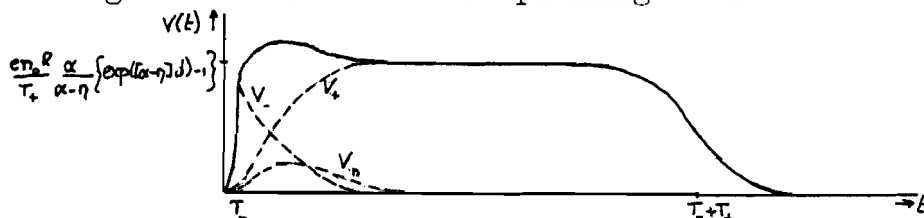


Figuur 1.9. De spanning over de meetweerstand.

In deze figuur staat de spanning gestippeld voor  $C = 0$ . Uit de formules in Appendix I blijkt dat we alleen de stroomcomponent ten gevolge van de beweging van de elektronen meten. Dit geldt omdat de stromen ten gevolge van de beweging van de ionen veel kleiner zijn dan de stroom ten gevolge van de beweging van de elektronen.

$$B \quad RC = \frac{1}{(\alpha - \eta) v_+}$$

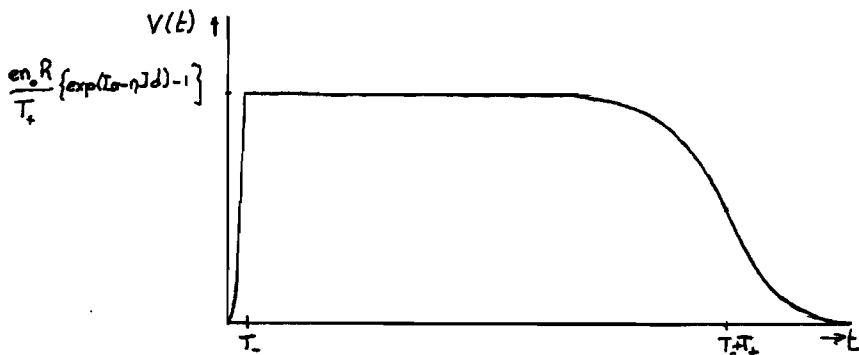
In figuur 1.10. staat de spanning over de weerstand.



Figuur 1.10. De spanning over de weerstand.

In deze figuur geven de stippellijnen de individuele componenten weer. We zien dat we nu vooral de spanning ten gevolge van de beweging van de ionen meten.

Wanneer geen attachment optreedt, wordt de uitkomst met  $RC = \frac{1}{\alpha v_+}$  nog veel simpeler. Zie figuur 1.11.



Figuur 1.11. De spanning over de meetweerstand met  $RC = \frac{1}{\alpha v_+}$  als geen attachment optreedt.

Het plateau wordt bereikt op  $t = T_+$ .

Op  $t = T_+ + T_-$  is de spanning tot de halve waarde gedaald.

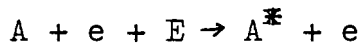
In deze paragraaf is nog geen rekening gehouden met eventuele secundaire lawines.

### I.3. Het ontstaan van secundaire lawines.

In paragraaf I.1. is afgeleid dat er ionisatie optreedt wanneer de veldsterkte hoog genoeg is.

Wanneer een elektron met een atoom of molecuul botst, hoeft dit atoom of molecuul niet geïoniseerd te worden.

Er kan een deeltje in een aangeslagen toestand gebracht worden, bijvoorbeeld volgens de reactie:



met A = atoom of molecuul

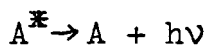
e = elektron

E = kinetische energie

$A^*$  = aangeslagen atoom of molecuul

Deze aangeslagen toestand is in het algemeen niet stabiel.

Dit wil zeggen dat het aangeslagen deeltje terug valt in de grondtoestand onder het uitzenden van een foton.



Wanneer dit foton de kathode treft kan het gebeuren dat er een elektron vrijgemaakt wordt. Dit heet het fotoeffect, het kan optreden als de energie van het foton  $h\nu$  groter is dan de uittree-energie van het kathodemateriaal  $h\nu_0$ . De resterende energie  $h(\nu - \nu_0)$  wordt omgezet in kinetische energie van het elektron. Dit nieuw gevormde elektron kan nu weer een nieuwe lawine starten.

Het aantal fotonen is evenredig met het aantal elektronen dat aanwezig is in het elektrische veld, dus zal de periode-tijd van de lawines kleiner zijn dan  $T_-$ .

Uit deze verdeling van ladingdragers kan nu weer de stroom in het externe circuit en daaruit weer de spanning over de weerstand bepaald worden.

In de vakgroep wordt door Ir. H.F.A. Verhaart gewerkt aan een computerprogramma dat deze berekeningen uitvoert (Litt.I.2.)

In de figuren 1.12 en 1.13 staat voorlopige uitkomsten van dit computerprogramma.

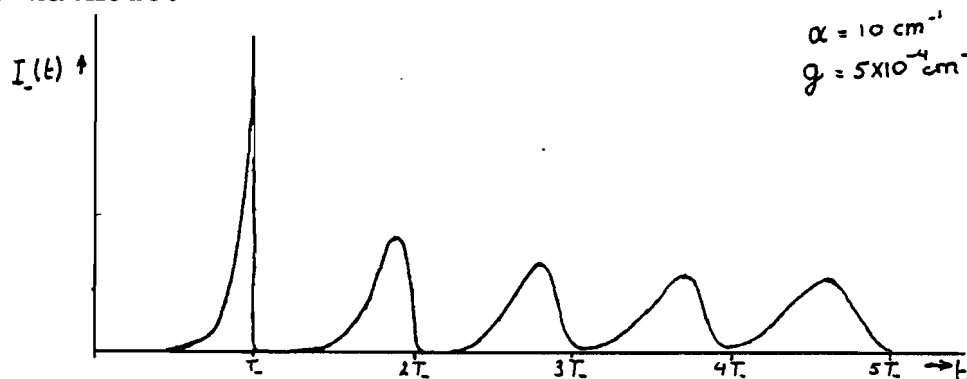
Hierbij geldt:

$T_-$  = oversteektijd van de elektronen

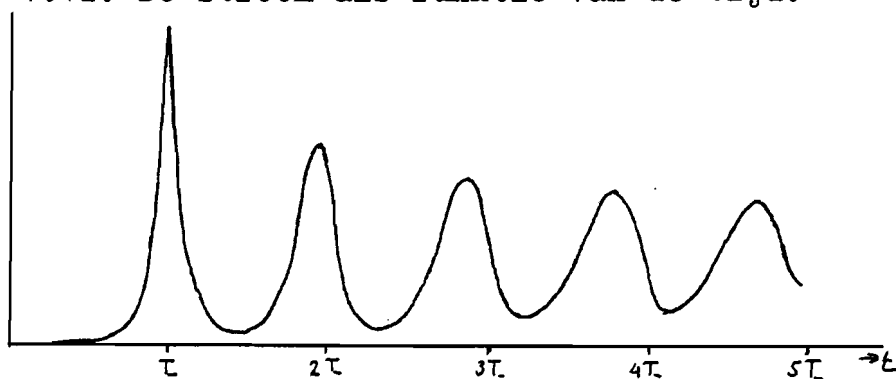
$\alpha$  = de ionisatiecoëfficiënt =  $\frac{dn_1}{ndx}$

$g$  = de totale emissiecoëfficiënt =  $\frac{dn_2}{ndx}$

In  $g$  zitten de fotonenproduktie en het fotoneneffekt op de kathode.



Figuur 1.12. De stroom als functie van de tijd.



Figuur 1.13. De spanning als functie van de tijd.

Condities als bij figuur 1.12.

$$RC = \frac{1}{\alpha v_-}$$

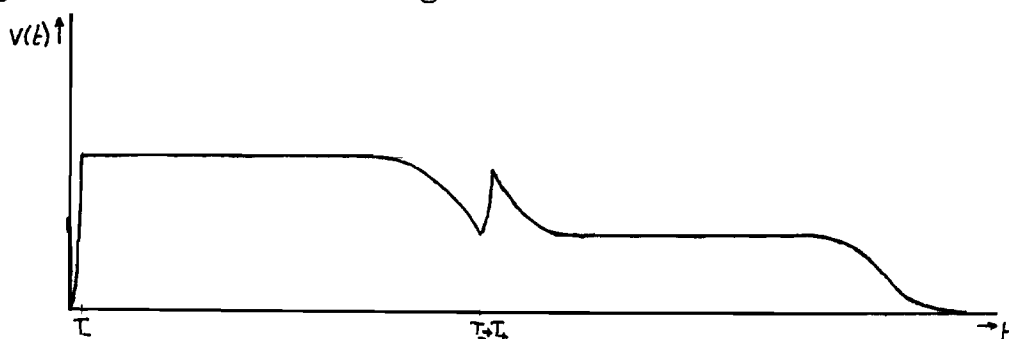
Een tweede manier om een nieuw elektron vrij te maken uit de kathode is als een positief ion op de kathode botst. Dit positieve ion heeft een kinetische energie  $\frac{1}{2}mv_+^2$  en een potentiële energie  $U_p$ . De som van deze energieën moet groter zijn dan twee keer de uittree-energie. Dit komt omdat het ion twee elektronen moet vrijmaken. Een elektron dient om het ion te neutraliseren. Het andere elektron kan dan de secundaire lawine starten.

De secundaire elektronen kunnen gedurende het gehele tijdsinterval  $0 \leq t \leq T_- + T_+$  vrijgemaakt worden, omdat over de gehele afstand tussen de elektroden positieve ionen gevormd zijn. De kans op een secundaire lawine is echter het grootst in de buurt van  $t = T_- + T_+$ .

We kunnen de spanningsvorm schetsen als we aannemen:

$$RC = \frac{1}{\alpha v_+} \text{ en } \eta = 0.$$

We stellen dat de tweede lawine start op  $t = T^*$  en dat er dan bijvoorbeeld  $\frac{1}{2}n_0$  elektronen uit de kathode vrijgemaakt worden. Zie figuur 1.14.



Figuur 1.14. De spanning ten gevolge van secundaire lawines, welke ontstaan door botsingen van positieve ionen op de kathode.

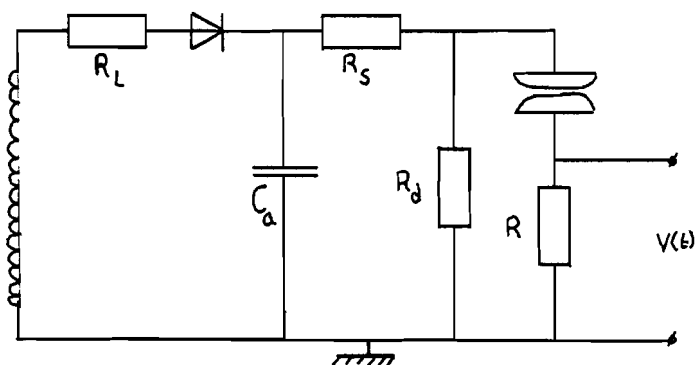
Voor een meer uitgebreide behandeling van de secundaire lawines wordt verwezen naar Litt.I.3.

#### I.4. De parallele capaciteit.

In paragraaf I.2. zijn de stromen en spanningen uitgerekend ten gevolge van de ladingsverplaatsingen.

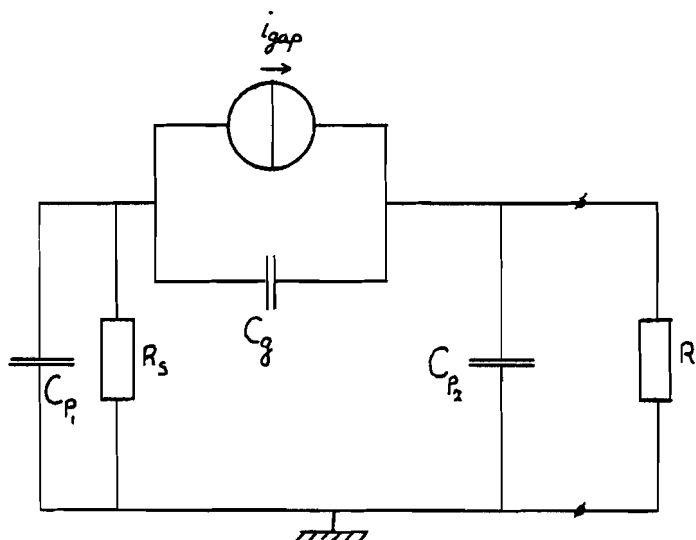
We hebben gezien dat niet geldt  $V(t) = RI(t)$ , maar dat rekening moet worden gehouden met een parasitaire capaciteit die parallel staat aan de meetweerstand.

Om na te gaan waaruit deze parasitaire capaciteit bestaat bekijken we het schema van de opstelling in figuur 1.15.



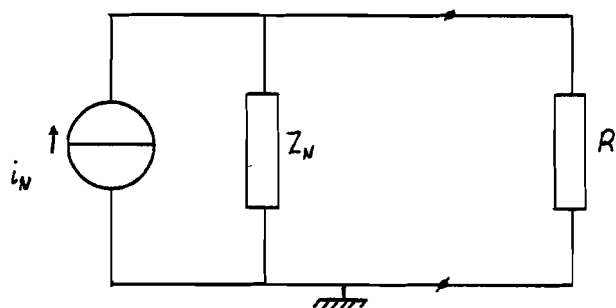
Figuur 1.15. De opstelling.

We stellen de stroom ten gevolge van de ladingsverschuiving voor als een stroombron parallel aan de gapcapaciteit  $C_g$ . De bovinelektrode heeft een parasitaire capaciteit  $C_{p1}$  naar aarde en de meetelektrode een parasitaire capaciteit  $C_{p2}$  naar aarde. Omdat  $\frac{1}{\omega C_a} \ll R_S$  en  $R_d \gg R_S$  kan het volgende vervangingsschema opgesteld worden. Zie figuur 1.16.



Figuur 1.16. Het vervangingschema.

Wanneer we aannemen dat  $\frac{1}{\omega C_{P1}} \ll R_s$ , dan kunnen we  $R_s$  ook nog wegdenken. We kunnen nu het Theorema van Norton toepassen dat zegt dat de schakeling vervangen kan worden door een stroombron met waarde  $i_N$  en daaraan parallel een impedantie  $Z_N$ . Zie figuur 1.17.



Figuur 1.17. Het Theorema van Norton.

De waarde van de stroombron vinden we door  $R$  kort te sluiten.

De kortsluitstroom is dan  $i_N$ . De impedantie vinden we door alle bronnen nul te maken. Dit betekent dat alle spanningsbronnen vervangen worden door een kortsluiting en alle stroombronnen door een open keten. Wanneer we dit doen dan ontstaan de volgende waarden:

$$i_N = \frac{C_{p1}}{C_{p1} + C_g} i_{gap} \quad (16)$$

$$Z_N = \frac{1}{C_{p2}} // \left( \frac{1}{C_{p1}} + \frac{1}{C_g} \right) \quad (17)$$

Waarbij // duidt op: parallel aan.

De impedantie  $Z_N$  is dus een capaciteit met waarde

$$C_N = C_{p2} + \frac{C_{gap} \cdot C_{p1}}{C_{gap} + C_{p1}} \quad (17a)$$

In paragraaf I.2. is aangenomen dat  $i_N$  gelijk is aan  $i_{gap}$ .

Om betrouwbare metingen te krijgen moet dat. We moeten er dus voor zorgen dat  $C_{p1}$  veel groter is dan  $C_{gap}$ .

In dat geval geldt voor  $C_N$  :  $C_N = C_{p2} + C_{gap}$ .

Wanneer we meten met  $RC \approx \frac{1}{(\alpha - \eta)v_-}$  wordt de meetweerstand bij de oscilloscoop geplaatst. Tussen de meetopstelling en de oscilloscoop is dan een coaxiale kabel aangesloten met een  $Z_0$  die gelijk is aan  $R$ . Hierdoor hebben we niets te maken met de capaciteit van de kabel en eventuele reflecties.

Bij het meten met  $RC \approx \frac{1}{(\alpha - \eta)v_+}$  is dit niet zo.

De opstelling is dan als volgt.

De weerstand wordt vlak voor een buffer geplaatst met een ingangsimpedantie van  $1 \text{ G}\Omega$ ,  $3 \text{ pF}$ .



Tussen de meetelektrode en de weerstand is een stuk coaxiale kabel geplaatst met  $Z_0 = 135 \Omega$ . Dit stuk is 0,78 m. lang.

De capaciteit van de kabel is 29 pF/m, zodat dit resulteert in een capaciteit van 22,6 pF. De totale capaciteit parallel aan de weerstand is dus:

$$C = C_{p2} + C_{\text{gap}} + C_{\text{kabel}} + C_{\text{buffer}} = C_{p2} + C_{\text{gap}} + 25,6 \text{ pF.}$$

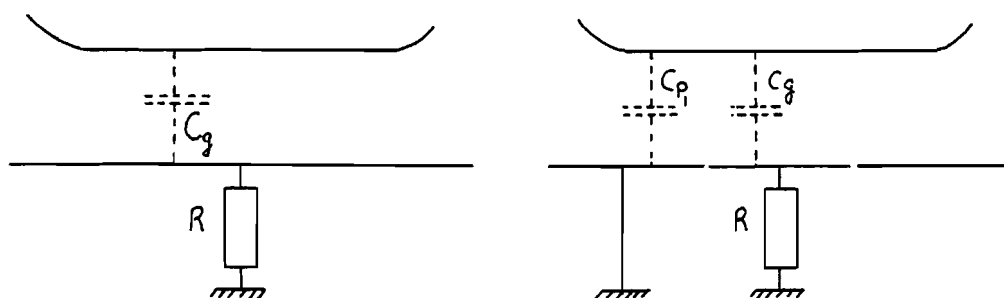
Hierbij is dan nog geen rekening gehouden met de aansluitpluggen.

#### I.5. De verdeelde elektrode.

In paragraaf I.4. is afgeleid dat  $C_{p1}$  veel groter moet zijn dan  $C_{\text{gap}}$ .

We kunnen  $C_{\text{gap}}$  kleiner maken door niet een hele elektrode te gebruiken als meetelektrode maar slechts een deel.

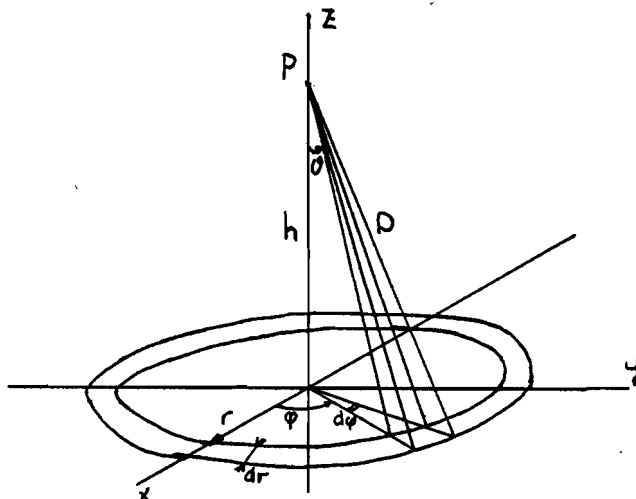
De rest kan dan geaard worden. Zie figuur 1.18.



Figuur 1.18. De elektrodeconfiguratie zonder en met verdeelde elektrode.

Uit figuur 1.18. blijkt dat  $C_{p1}$  groter geworden is, terwijl  $C_{gap}$  kleiner geworden is.

We moeten nu wel rekening houden met de ruimtelijke verdeling van de lawines over het elektrode-oppervlak. Wanneer we aannemen dat de eerste lawine start in het midden van de kathode, kunnen we uitrekenen hoe groot de kans is dat een uitgezonden foton de meetelektrode treft. Hiertoe bekijken we figuur 1.19.



Figuur 1.19.

We nemen aan dat de lawinekop puntvormig is.

Op een hoogte  $h$  worden  $N$  fotonen in een willekeurige richting uitgezonden.

In een ruimtehoek  $d\psi$  worden dus  $\frac{N}{4\pi}d\psi$  fotonen uitgezonden. Er geldt  $d\psi = \frac{1}{D^2}dA'$ , waarbij  $A'$  het schijnbare oppervlak is op afstand  $D$  van  $P$ .

$$dA' = r dr d\phi \cos\theta.$$

Voor het aantal fotonen dat op een oppervlak  $r dr d\phi$  valt

kan dus geschreven worden:

$$I_0 = \frac{N}{4\pi} \cos^3 \mathcal{V} \frac{1}{D^2} r dr d\varphi \quad (18)$$

Ook geldt  $D = \frac{h}{\cos \mathcal{V}}$  en  $\mathcal{V} = \arctg(\frac{r}{h})$  dus

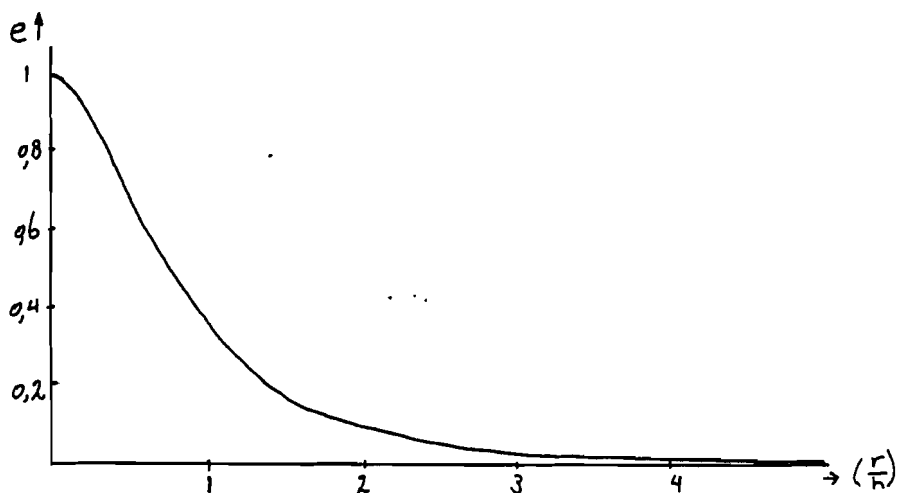
$$I_0 = \frac{N}{4\pi} \cdot \frac{\cos^3}{h^2} r dr d\varphi$$

De stralingssterkte in een punt van de kathode is dus:

$$E = \frac{N}{4\pi} \cdot \frac{\cos^3(\arctg(\frac{r}{h}))}{h^2} = \frac{N}{4\pi} \frac{h}{(h^2 + r^2)^{3/2}} \quad (19)$$

In figuur 1.20. staat  $e = f(\frac{r}{h})$  waarbij geldt  $e = \frac{E4\pi}{Nh^2}$ .

Deze functie  $E$  is dus de verdeling van de fotonen over het oppervlak van de kathode. Hierbij is wel aangenomen dat er geen absorptie van fotonen door het gas optreedt.



Figuur 1.20. De fotonenverdeling.

Wanneer we veronderstellen dat het nuttig effect van de fotonen op de kathode over het hele oppervlak constant is, dan is deze verdeling ook een maat voor de ruimtelijke plaats waar de startelektronen voor de tweede

lawine vrijgemaakt worden.

Als we stellen dat de secundaire lawine door  $n'_0$  elektronen gestart wordt kunnen we nu uitrekenen hoeveel van deze elektronen starten op de meetelektrode. Er geldt: het totale aantal fotonen op een plaat met straal  $R_1$  is:

$$n = \int_0^{2\pi} \int_0^{R_1} E(r) r dr d\varphi = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{R_1} \frac{N}{4\pi} \cdot \frac{\cos^3(\arctg(\frac{r}{h}))}{h^2} r dr \quad (20)$$

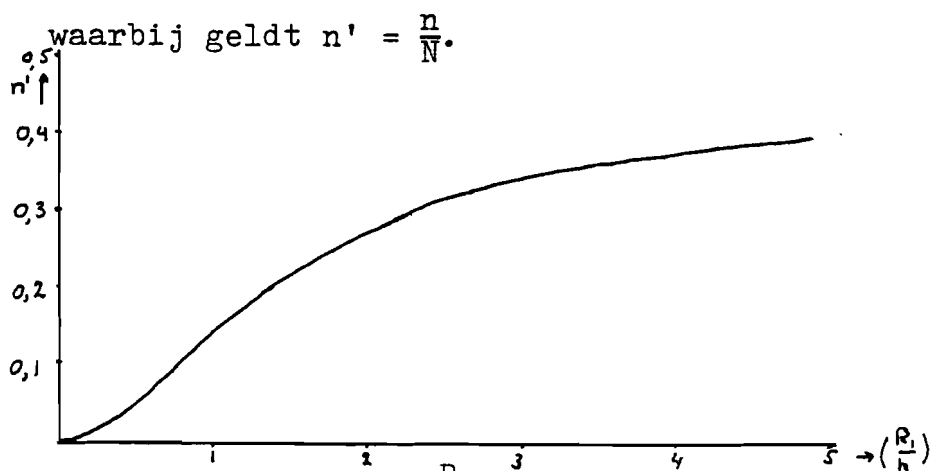
Deze integraal kan nog vereenvoudigd worden door

$$\vartheta = \arctg(\frac{r}{h}) \text{ dus } r = h \tan \vartheta \text{ en } dr = \frac{h}{\cos^2 \vartheta} d\vartheta$$

$$\text{Dus } n = \frac{N}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\arctg(\frac{R_1}{h})} \sin \vartheta d\vartheta \quad (21)$$

$$\text{Waaruit volgt } n = \frac{N}{2} (1 - \cos(\arctg(\frac{R_1}{h}))) \quad (22)$$

Deze formule kan ook anders uitgerekend worden door de deelelektrode voor te stellen als een deel van een bol rond P met een straal  $R' = (h^2 + R_1^2)^{\frac{1}{2}}$ . Het oppervlak van het afgesneden deel van de bol is een maat voor het aantal ingevangen fotonen. In figuur 1.21. staat  $n' = f(\frac{R_1}{h})$



Figuur 1.21.  $n' = f(\frac{R_1}{h})$ .

Wanneer we nu aannemen dat de totale elektrode een straal  $R = 8$  cm. heeft en de meetelektrode een straal  $R = 2$  cm. en de fotonen worden op een hoogte  $h = 1$  cm. uitgezonden volgt hieruit dat  $0,63n_0'$  elektronen op de meetelektrode starten. Op een meetelektrode met  $R = 3$  cm. start 78% van de tweede generatie.

Deze waarden gelden alleen indien alle fotonen op een hoogte van 1 cm. gemaakt worden.

Bij een lawine worden over de gehele afstand fotonen vrijgemaakt, maar omdat  $(\alpha - \gamma)$  veel groter is dan nul kunnen we deze waarden toch blijven gebruiken.

Voor de derde generatie wordt het rekenwerk veel complexer omdat de fotonen nu niet meer in het midden van de opstelling starten. We kunnen echter aannemen dat de verdeling steeds homogener wordt voor de volgende generaties.

De uiteindelijke verdeling is dat de kans op nieuwe elektronen voor ieder punt op het totale oppervlak even groot is.

Dus op de meetelektrode met straal  $R_1$  start dan  $\left(\frac{R_1}{R}\right)^2 \times 100\%$  van het totale aantal elektronen. In deze formule is  $R$  de straal van de totale elektrode.

Bijvoorbeeld  $R = 8$  cm. en  $R_1 = 2$  cm. dan start 6,25% op de meetelektrode. Bij  $R = 8$  cm. en  $R_1 = 3$  cm start dan 14,1% op de meetelektrode.

We weten nu hoeveel procent van de secundaire lawines

op de meetelektrode starten maar we kunnen niet stellen dat iedere lawine die op de meetelektrode start evenveel bijdraagt in de stroom door het externe circuit.

Ook geldt met een verdeelde elektrode niet meer dat de stroom ten gevolge van een bewegende ladingdrager in de gap onafhankelijk is van de afstand tot de meetelektrode.

S. Ramo (Litt.I.4.) leidt af dat voor de verschuivingsstroom in een elektrode ten gevolge van een bewegend elektron de volgende formule geldt:

$$i = evE_v \quad (23)$$

Hierbij geldt:

$e$  = de lading van het elektron

$v$  = de snelheid van het elektron

$E_v$  = de komponent, in de richting van de elektronensnelheid ter plaatse van het elektron, van het veld dat ontstaat wanneer de meetelektrode op een spanning van 1 volt gebracht wordt en alle andere elektrodes geaard worden.

Uit metingen in de elektrolytische trog aan de elektrodeconfiguratie die wij gebruiken, is gebleken dat wanneer de straal van de meetelektrode minstens twee maal groter is dan de elektrodeafstand, het veld op de de rotatiesymmetrie-as bijna homogeen is.

Voor  $E_v$  kan dan geschreven worden:  $E_v = \frac{1}{d}$ .

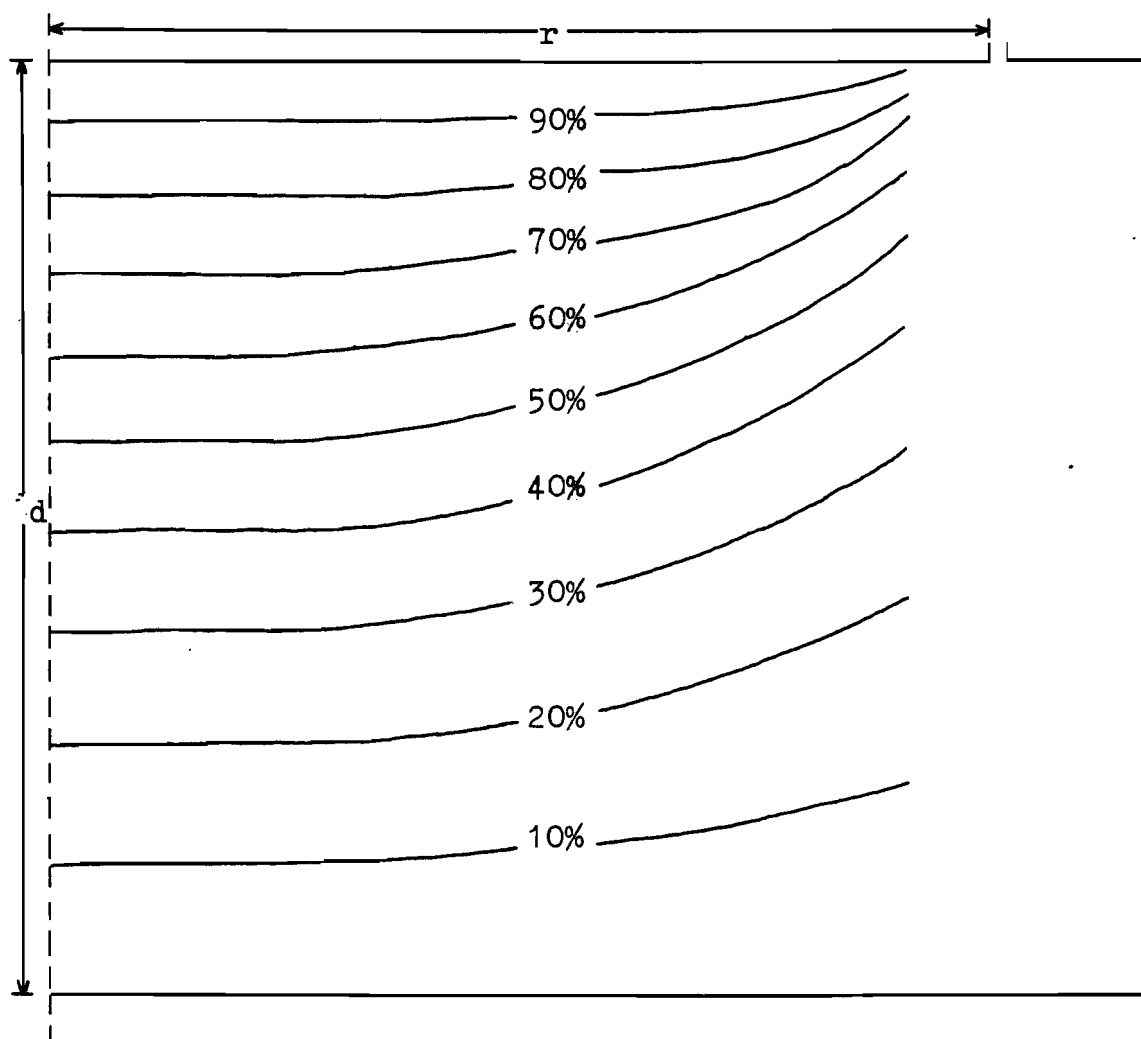
Er geldt dan dus  $i = \frac{ev}{d}$ .

Deze formule is in paragraaf I.2. gebruikt.

Wanneer de straal van de meetelektrode veel kleiner is dan twee maal de elektrodeafstand is het veld niet homogeen meer.

De faktor  $E_v$  is dan afhankelijk van de plaats  $x$  tussen de elektroden.

Uiteraard geldt wel dat aan de rand van de meetelektrode het veld niet meer homogeen is. Zie figuur 1.22.



Figuur 1.22. Potentiaallijnen in het elektrodemodel.

$$r/d = 1.$$

I.6. Methodes om  $\alpha - \eta$ ,  $v_-$  en  $v_+$  uit de metingen af te leiden.

In Appendix I is afgeleid dat wanneer geldt  $RC = \frac{1}{(\alpha - \eta)v_-}$  we alleen de spanning ten gevolge van de elektronenkomponent meten. Zie formule (A18).

Voor  $t > 0$  kunnen we dit benaderen door

$$V(t) = \frac{en_0 R}{2T_-} \exp([\alpha - \eta]v_- t).$$

Door nu in een grafiek uit te zetten  $\ln(V(t))$  tegen de tijd dan geldt  $\ln(V(t)) = \ln\left(\frac{en_0 R}{2T_-}\right) + (\alpha - \eta)v_- t$ , zodat we door de helling te meten  $(\alpha - \eta)v_-$  kunnen bepalen.

Het maximum van de spanning wordt bereikt op  $t = T_-$ , dus als we weten wanneer de elektronen uit de kathode vrijgemaakt zijn kunnen we  $T_-$  bepalen en daaruit  $v_- = \frac{d}{T_-}$ . Zodoende is uit een meting  $(\alpha - \eta)$  en  $v_-$  te bepalen.

Wanneer geen attachment optreedt kunnen we aan de vorm van de spanning over de weerstand zien wanneer geldt

$$RC = \frac{1}{\alpha v_+}.$$

Er treedt dan namelijk een plateau op in de spanning dat meteen op  $t = T_-$  bereikt wordt. Zie figuur 1.11. Dan geldt ook dat op  $t = T^*$  de spanning tot de halve waarde gedaald is, zodat we hieruit  $T^*$  kunnen bepalen. Omdat  $T_+$  veel groter is dan  $T_-$  geldt  $T^* \approx T_+$  zodat we nu  $v_+ = \frac{d}{T_+}$  kunnen uitrekenen.

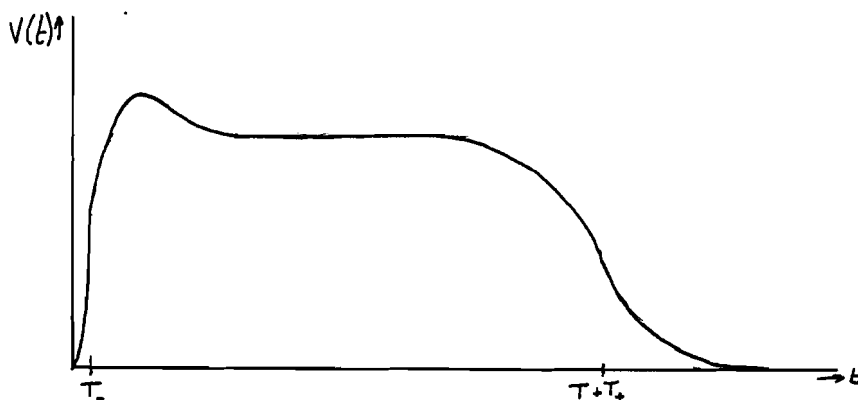


In Litt.I.5. wordt gesteld dat ook wanneer  $RC$  niet precies gelijk is aan  $\frac{1}{\alpha v_+}$  toch de ionenoversteektijd redelijk nauwkeurig gemeten kan worden.

Wanneer er wel attachment optreedt is dit veel moeilijker omdat we nu niet meer aan de vorm van de spanning kunnen zien wanneer  $RC$  gelijk is aan  $\frac{1}{(\alpha - \eta) v_+}$ .

Wanneer we toch kunnen bereiken dat  $RC$  gelijk is aan  $\frac{1}{(\alpha - \eta) v_+}$  en  $v_n$  is groter dan  $v_+$  wordt er toch nog een plateau bereikt in de spanning.

Ook dan blijft gelden dat op  $t = T^*$  de spanning tot de halve waarde van het plateau gedaald is. Zie figuur 1.23.



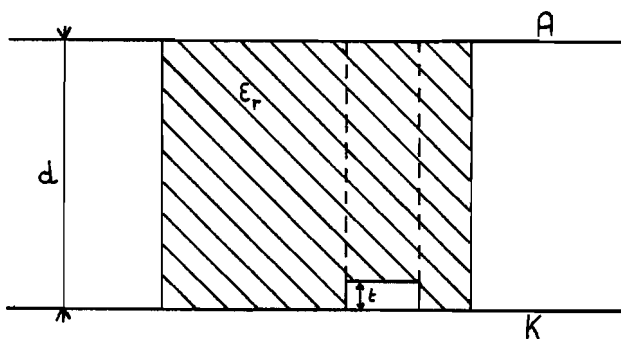
Figuur 1.23. De spanning over de weerstand.

#### I.7. De metingen met een spacer.

We hebben gezien dat om goede metingen te krijgen  $\exp([\alpha - \eta] d)$  zeer groot moet zijn. Dit betekent dat de metingen vlak bij de statistische doorslagspanning van

het gas uitgevoerd moeten worden. Dit geldt ook als we met een spacer meten. Een spacer is echter nooit helemaal vlak, zodat tussen de spacer en de elektrode "luchtbelletjes" voorkomen.

Om een indruk te krijgen van wat er gebeurt, stellen we zo'n belletje voor als een rechthoekje. Zie figuur 1.24.



Figuur 1.24. Spacer met geïdealiseerde luchtbel.

De hoogte van de spacer is  $d$ . De dikte van de luchtbel is  $t$ . We kunnen het gestippelde deel van de spacer voorstellen als een condensator met twee diëlektrica. Wanneer we veronderstellen dat het  $D$ -veld hierbinnen homogeen is geldt:

$$V = E_1 t + E_d (d - t) \text{ en}$$

$$E_1 = \epsilon_r E_d$$

Hierin is  $E_1$  de veldsterkte in de lucht,

$E_d$  de veldsterkte in de spacer,

$\epsilon_r$  de relatieve permittiviteit.

Er geldt dus :

$$V = E_1 \left( t + \frac{d - t}{\epsilon_r} \right).$$

De spanning over de luchtspleet is  $V_1 = E_1 t$  dus

$$V = V_1 \left( 1 + \frac{d - t}{t \epsilon_r} \right). \quad (24)$$

Als we weten bij welke spanning  $V_1$  de holte doorslaat kunnen we uit (24) berekenen bij welke uitwendige spanning  $V$  dit gebeurt.

We kunnen bijvoorbeeld de Paschenkromme van lucht nemen.

De druk in de holte nemen we 760 mm Hg, zodat we bij een gegeven  $t$  de spanning  $V_1$  weten. Uit (24) bepalen we  $V$ .

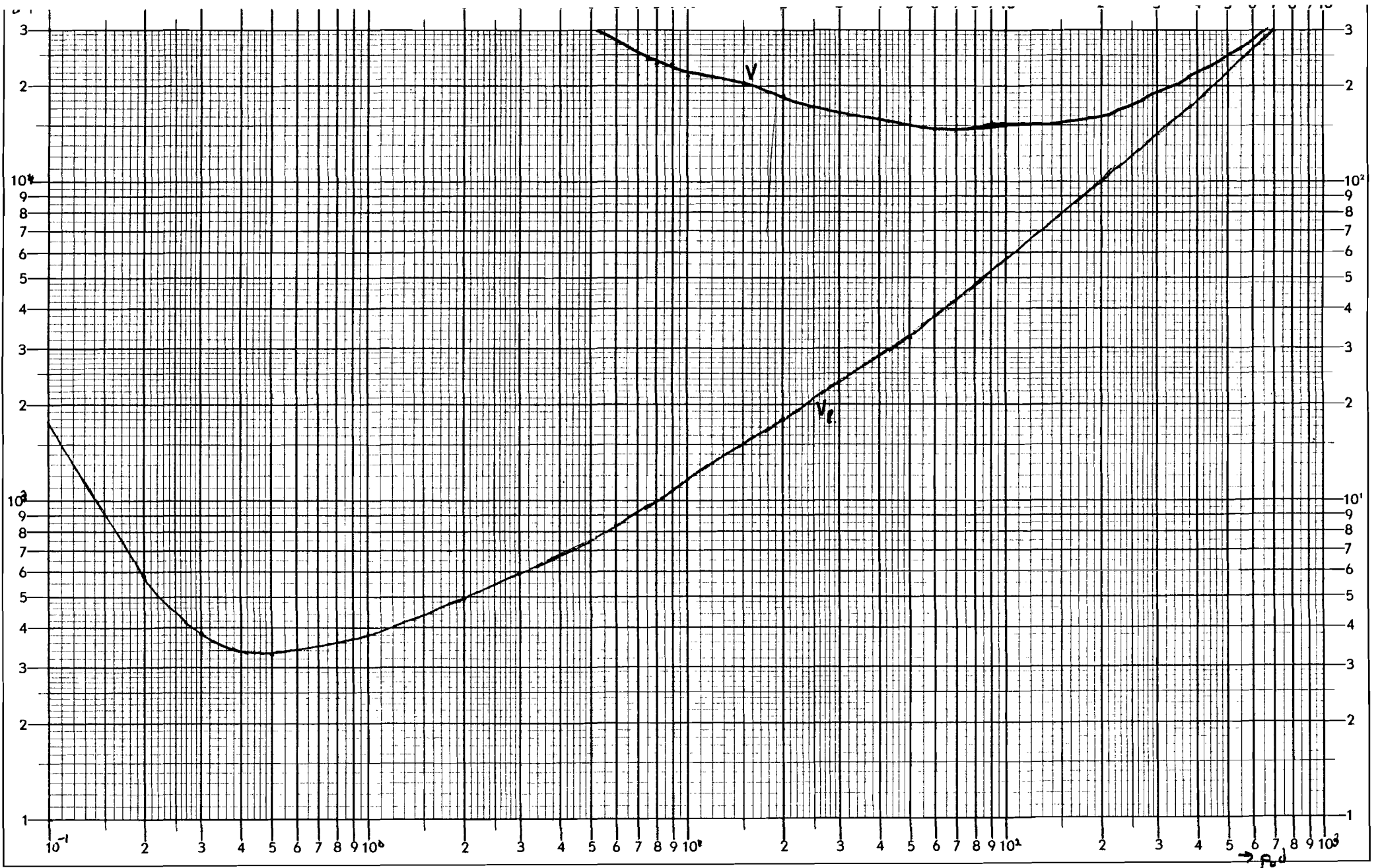
Zie figuur 1.25. Hierbij is genomen  $d = 1$  cm. en  $\epsilon_r = 4$ .

In werkelijkheid slaat de holte al bij een lagere spanning door omdat het veld nooit homogeen is. Bij een spacer is het mogelijk dat de holte aan de rand ligt. Als deze holte doorslaat worden veel ladingdragers en fotonen in de ruimte buiten de spacer gebracht waardoor het gas buiten de spacer ook door kan slaan.

Dit is een van de redenen waarom een spacer invloed heeft op de doorslagspanning van een elektrodenconfiguratie.

Omdat we moeten meten bij een spanning die vlak onder de doorslagspanning van het gas ligt, moeten we er voor zorgen dat de spacer zeer vlak is zodat geen holtes aan de rand ontstaan of we moeten er voor zorgen dat de veldsterkte in de holtes kleiner wordt. Dit kan bijvoorbeeld bereikt worden door in de spacer geleidende materialen op te nemen die contact maken met de elektroden.

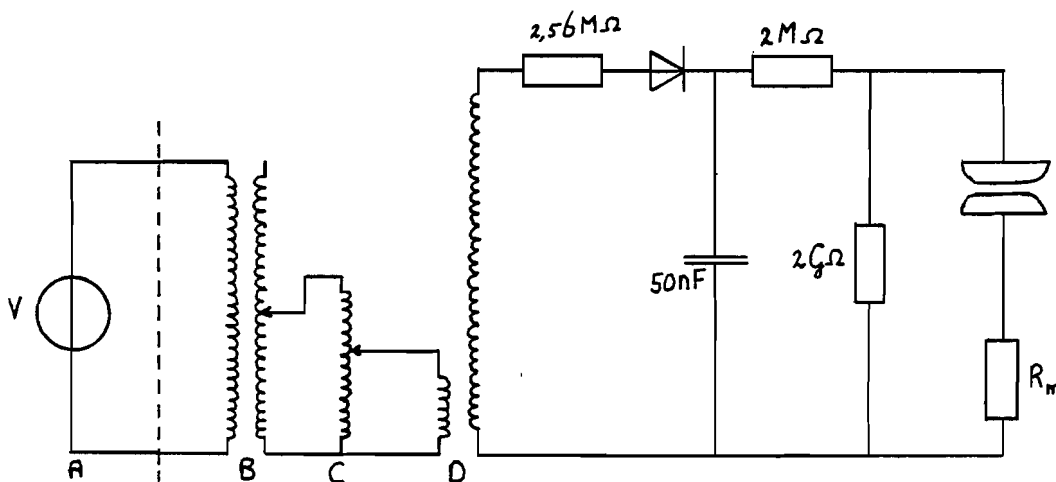
guur 1.25. De Paschenkromme van lucht.



## Hoofdstuk II. De opstelling.

### II.1. Het hoogspanningscircuit.

In hoofdstuk I. hebben we gezien dat er een sterk elektrisch veld nodig is om meetbare signalen te krijgen. Dit elektrisch veld wordt opgewekt door over twee elektroden een hoge gelijkspanning te zetten. Deze gelijkspanning wordt opgewekt in een opstelling volgens figuur 2.1.



Figuur 2.1. Het volledige hoogspanningscircuit.

In figuur 2.1. is A een 500 Hz generator met een maximale uitgangsspanning van 500 V met een vermogen van 250 kVA. Deze generator staat buiten de afgeschermd hal. Bij de stippellijn gaan we de hal binnen. Dit gaat via een scheidingstransformator die niet in figuur 2.1. geschetst staat.

Bij B wordt de spanning geregeld.

Aangezien deze regeling zeer grof is, is bij C nog een extra variac geplaatst.

Bij D wordt de spanning omhoog getransformeerd.

Deze transformator is gebouwd door Philips en is ontworpen voor een frequentie van 400 Hz.

De transformator wordt met water gekoeld. De overzetverhouding is ongeveer 540.

Hierna wordt de spanning gelijkgericht.

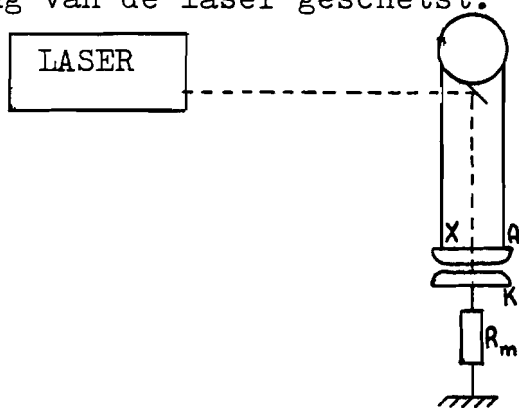
Voor de diode is een weerstand geplaatst om de laadstromen te beperken. De gelijkspanning gaat vervolgens via een weerstand van 2 M $\Omega$  naar de opstelling. De elektroden worden besproken in paragraaf II.2.; het meetcircuit in paragraaf II.4.

De gelijkspanning wordt gemeten met behulp van een spanningsdeler. De laagspanningsuitgang van de deler wordt aangesloten op een spanningsmeter of een V-t schrijver. Wanneer de spanningsmeter gebruikt wordt is de overzetverhouding  $10^4$  op 1. De V-t schrijver belast de deler sterk waardoor de overzetverhouding verandert in  $1,18 \cdot 10^4$  op 1. Deze verhouding kan gevarieerd worden door een potentiometer die aangebracht is onder de deler.

Met behulp van een elektrostatische voltmeter kan de verhouding bepaald worden. Alle aardaansluitingen worden bij de opstelling aan een aardpen geaard.

## II.2. De meetelektroden.

In paragraaf II.1. hebben we gezien hoe het hoogspanningscircuit is opgebouwd. De positieve hoogspanningselektrode heeft een Bruce profiel met een uitwendige diameter van 17 cm. Het vlakke deel van de elektrode heeft een diameter van 6 cm. In deze elektrode is een gaatje geboord waar de laserbundel doorheen gaat. In figuur 2.2. staat de stralengang van de laser geschetst.



Figuur 2.2. De stralengang van de laser.

Er zijn twee elektroden met een gaatje. Eén met het gaatje in het hart en één met het gaatje ongeveer 9 mm. uit het hart. Dit laatste is gedaan om de spacer in het centrum van de opstelling te kunnen zetten wanneer langs de rand geschoten wordt. Dit heeft echter een aantal nadelen.

1. Bij een Bruce profiel geldt alleen in het midden  $E = \frac{U}{d}$  zodat wanneer de lawine uit het centrum van de elektrode start er een fout optreedt in de grootte van de veldsterkte.

2. Wanneer we met een gedeelde elektrode werken, moeten we er rekening mee houden dat de faktor van Ramo  $E_v$  eerder van  $\frac{1}{d}$  afwijkt dan wanneer de lawine in het centrum start.

3. Het uitrichten van de laser wordt moeilijker.

In de anode wordt tegenwoordig een lenzensysteem toegepast (bij de plaats X in figuur 2.2.), waardoor het vrijwel onmogelijk is de laserbundel door een gaatje uit het centrum van de elektrode te richten.

Wanneer het gaatje in het midden van de elektrode zit en we willen langs de rand van de spacer schieten, staat de spacer uit het midden. Er zijn echter ook metingen uitgevoerd met een spacer met een gaatje in het midden, waardoor de spacer toch in het midden van de elektrode staat.

De aanwezigheid van een gaatje in de anode kan fouten introduceren in de meting. Het E-veld wijkt in de buurt van het gat namelijk af van de waarde zonder gat.

Aangezien  $\alpha$  zeer sterk van het E-veld afhankelijk is, krijgen we dus een  $\alpha$  die afhankelijk is van de afstand tot de kathode. Dit effect kan verwaarloosd worden als

$$\frac{d}{r} \gg 20 \text{ met:}$$

d = de afstand tussen de elektroden

r = de straal van het gaatje.

Zie hiervoor Litt.II.1.

Voor de laagspanningselektrode zijn verschillende

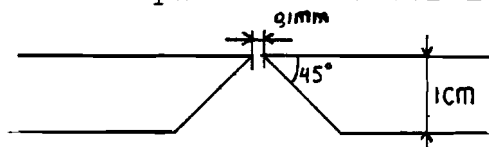


elektroden gebruikt.

1. Een Bruce profiel even groot als de anode.
2. Een massieve plaat met zijden van 38 cm.
3. Een schijf met een diameter van 34,8 cm. en in het midden een meetelektrode met een diameter van 4 cm.
4. Een plaat met zijden van 36 cm. en in het midden een meetelektrode met een diameter van 10 cm.

Alle elektroden zijn vervaardigd van Al (51 ST).

Bij de elektroden 3. en 4. zijn de randen tussen de meetelektrode en de rest afgeschuind. Dit is gedaan om de parasitaire capaciteit te verkleinen. Zie figuur 2.3.



Figuur 2.3 De rand tussen de meetelektrode en de rest van de elektrode.

De invloed van deze afschuining kunnen we grofweg berekenen door het volgende aan te nemen.

We veronderstellen dat het veld in de luchtspleet homogeen is. Door nu te veronderstellen dat de spleet een deel is van de afscheiding tussen twee oneindig lange platen geldt:

In het geval dat de rand niet afgeschuind is:  $C = \frac{\epsilon_0 A}{d}$ .

Met  $d = 10^{-4}$  m. en de straal van de meetelektrode is 2 cm.

en de hoogte van de plaat is 1 cm. geldt:

$$C = \frac{8,8 \cdot 10^{-12} \cdot 4 \pi \cdot 10^{-4}}{10^{-4}} \text{ F} = 110 \text{ pF.}$$

Met afschuining wordt de luchtspleet tussen de elektroden afhankelijk van de hoogte in de luchtspleet. De hoek van afschuining is  $45^{\circ}$ , zodat voor de afstand tussen de elektroden geschreven kan worden:  $y = 10^{-4} + 2x$  (m.).

(Zie ook figuur 2.3.).

Voor de capaciteit geldt dus:

$$C = \epsilon_0 4\pi 10^{-2} \int_0^d \frac{1}{2x + 10^{-4}} dx. \text{ Wanneer we dit uitrekenen}$$

levert dit  $C = 2,9$  pF.

Uiteraard zijn deze waarden een grove benadering van de werkelijkheid omdat het veld buiten de luchtspleet niet meegerekend is en het veld binnen de luchtspleet in het tweede geval niet homogeen is.

Van de configuraties Bruce-Bruce en Bruce-plaat (38 cm.) is de doorslagspanning als functie van de afstand bepaald. Zie tabel 2.1. en tabel 2.2.

d(mm)	negatieve hoogspanning		positieve hoogspanning	
	$V_d$ (kV)	E(kV/cm)	$V_d$ (kV)	E(kV/cm)
1,00	4,322	43,22	4,366	43,66
2,00	7,70	38,50	7,60	37,88
3,00			10,63	35,45
4,00	13,60	34,00	13,63	34,07
5,00			16,52	33,05
6,00	19,41	32,35	19,43	32,38
7,00			22,24	31,78
8,00	25,02	31,27	25,02	31,27
9,00			27,67	30,75
10,00	30,39	30,39	30,62	30,62
12,00	35,93	29,94	36,05	30,04
14,00	41,24	29,46	41,48	29,63

d(mm)	$V_d$ (kV)	E(kV/cm)	$V_d$ (kV)	E(kV/cm)
16,00	46,73	29,21	46,91	29,32
18,00	51,92	28,84	52,10	28,94
20,00	57,23	28,62	57,47	28,73
25,00	70,56	28,23	70,62	28,25

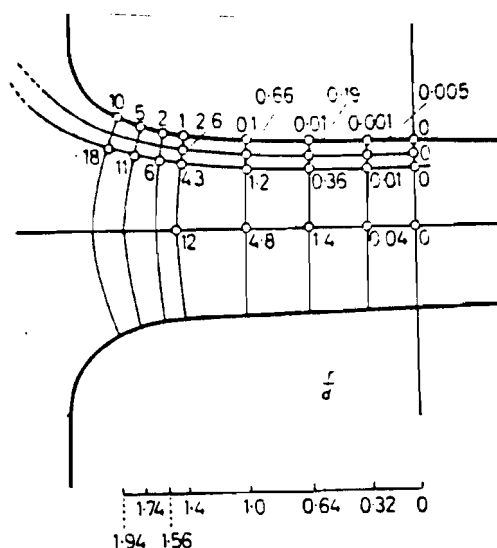
Tabel 2.1. De doorslagspanning als functie van de afstand van Bruce-Bruce elektroden.

d(mm)	negatieve hoogspanning		positieve hoogspanning	
	$V_d$ (kV)	E(kV/cm)	$V_d$ (kV)	E(kV/cm)
1,00	4,425	44,25	4,425	44,25
2,00	7,73	38,65	7,67	38,35
3,00	..		10,83	36,09
4,00	13,72	34,39	13,84	34,59
5,00			16,64	33,28
6,00	19,50	32,49	19,65	32,75
7,00			22,42	32,03
8,00	25,13	31,42	25,31	31,64
9,00			28,03	31,14
10,00	30,59	30,59	30,79	30,79
12,00	36,05	30,04	36,17	30,14
14,00	41,51	29,65	41,62	29,73
16,00	46,79	29,24	47,14	29,46
18,00	52,56	28,98	52,33	29,07
20,00	57,58	28,79	57,70	28,85
25,00			71,15	28,46

Tabel 2.2. De doorslagspanning als functie van de afstand van Bruce-plaat elektroden.

Uit de tabellen blijkt dat met Bruce-plaat de doorslagspanning hoger is dan met Bruce-Bruce. De gegevens van de lucht zijn druk: 764 mm. Hg, Temperatuur 293 K en relatieve vochtigheid 41%.

$E = \frac{U}{d}$  geldt in principe alleen voor de symmetrie-as van de opstelling. Ter illustratie is in figuur 2.4. een afbeelding opgenomen van de fout in het E-veld ten opzichte van  $E = \frac{U}{d}$  bij twee  $90^\circ$  Rogowski profielen. (Litt.II.2.).



Figuur 2.4. Elektrisch veld tussen twee Rogowski profielen. De getallen zijn  $(E_0 - E)/E_0$  in procenten.

In de opstelling is het mogelijk een perspex bak op de kathode te zetten waardoor de gap in een vat komt te zitten. Hierdoor kunnen we de lucht in de gap enigszins van samenstelling veranderen of een ander gas gebruiken. Aangezien de afsluitingen zeker niet gasdicht zijn is dit niet ongelimiteerd mogelijk.

### II.3. Kathode-materiaal.

De golflengte van de fotonen die door de  $N_2$ -laser uitgezonden worden is 337,1 nm wat overeenkomt met een energie  $h\nu=3,68\text{eV}$ .

Deze energie moet groter zijn dan de uittree-energie van het kathode-materiaal  $h\nu_0$ . Er geldt dan  $E = h\nu - h\nu_0 = \frac{1}{2}mv_e^2$ . Hierbij is  $v_e$  de uittree-snelheid van het elektron.

In Litt.II.3.-II.4. en II.5. staan enige waarden van de uittree-energie van een aantal elementen.

Uit deze litteratuur blijkt dat Al niet te gebruiken is als kathodemateriaal ( $h\nu_0 = 4,28 \text{ eV}$ ). Uit proeven is echter gebleken dat de laser toch elektronen kan vrijmaken. Een verklaring hiervoor kan zijn dat het toegepaste Al een legering is, namelijk Al 51 ST. Voor de elementen die hierin aanwezig zijn wordt verwezen naar tabel 2.3.

Si	0,7 - 1,3 %	( 4,85 eV )
Fe	0,5 %	( 4,5 eV )
Cu	0,1 %	( 4,65 eV )
Mn	0,4 - 0,8 %	( 4,1 eV )
Mg	0,4 - 0,8 %	( 3,66 eV )
Zn	0,2 %	( 4,33 eV )

Tabel 2.3. De extra elementen in Al 51 ST.

Uit deze tabel blijkt dat in Al 51 ST magnesium zit, wat een uittree-potentiaal heeft die kleiner is dan de energie

van de fotonen van de laser. Wanneer we nu veronderstellen dat in de legering "eilandjes" voorkomen waarin een element in een verhoogde concentratie aanwezig is dan kunnen uit zulke eilandjes met magnesium door de laser elektronen vrijgemaakt worden. Dit is echter niet de enige reden.

Aan het oppervlak van het metaal treden discontinuïteiten in het rooster op waardoor elektronen losser gebonden zitten. Er is ook een wisselwerking met het omringende gas. Dit gas kan in dunne laagjes gebonden worden aan het metaal waardoor de uittree-potentiaal verandert. De waarden in de litteratuur zijn bepaald in proeven waarbij het metaal in een zo hoog mogelijk vacuum getest werd.

Om te bepalen welke kathode-materialen toepasbaar zijn is in een elektrode een gaatje gemaakt waarin andere materialen geplaatst kunnen worden.

Vervolgens zijn met verschillende materialen metingen uitgevoerd.

De toegepaste materialen zijn:

Koper, messing, staal, kermet en twee soorten aluminium. Kermet is een keramisch metaal wat bij hoge temperaturen een zeer lage uittree-energie heeft. Het werd ons beschikbaar gesteld door Dr.Ir. L.R. Wolff van de vakgroep T.P, van de afdeling Scheikundige Technologie van de Technische Hogeschool Eindhoven.

Bij de meting werd ook gekeken naar veroudering.

Aluminium oxideert namelijk vrij snel. Uit het oxide zijn weer moeilijk elektronen vrij te maken.

Dit betekent dat de kathode regelmatig gepoetst moet worden. Dit geldt ook wanneer de elektroden in de toekomst in een drukvat geplaatst zijn, want voordat er een vreemd gas in het drukvat toegelaten wordt is er altijd lucht aanwezig. Hierdoor oxideren de elektroden toch. We moeten dus een kathode-materiaal vinden dat zeer slecht oxideert.

Uit de metingen bleek dat alle materialen die getest zijn toepasbaar zijn. Er is echter nog nader onderzoek nodig, vooral op het gebied van veroudering.

Uit Litt. II.3. blijkt dat alle vaste elementen uit groep 1 van het periodiek systeem (Li, Na, K, Rb en Cs) een zeer lage uittree-potentiaal hebben. Deze stoffen zijn echter allen min of meer agressief zodat ze niet toegepast kunnen worden.

In groep 2 (Be, Mg, Ca, Sr, Ba en Ra) staan ook nog stoffen met een lage uittree-potentiaal. Hiervan is Mg makkelijk verkrijgbaar en niet zo agressief. Om dit metaal te proberen is door Dhr. Versteeg van de CTD, magnesium opgedampt op enige metalen.

Dit opdampen moet onder vacuum geschieden. Uit proeven is gebleken dat ook uit magnesium elektronen vrijgemaakt kunnen worden. Dit materiaal hoefde niet gepoetst te worden.

Met betrekking tot de opgedampte proefstukjes kan nog opgemerkt worden dat de binding met het substraat zeer los was. Een gevolg hiervan was dat wanneer het proefstukje met de hand aangeraakt werd het magnesium al losliet. Hetzelfde gebeurde in het zakje waarin de proefstukjes bewaard werden.

Wanneer dus besloten wordt een elektrode op te dampen met magnesium moet deze elektrode zeer voorzichtig behandeld worden.

Pogingen om magnesium te gieten onder vacuum of een schermgas zijn tot nu toe mislukt.

In vacuum verdampte het metaal zeer snel nadat het gesmolten was. Met argon als schermgas wilde het metaal niet smelten. Het basismateriaal was sterk geoxideerd magnesiumband. Dit is zeer dun waardoor het mogelijk is dat het gesmolten materiaal binnen de oxidehuid is blijven zitten. Deze proeven werden gedaan door Dhr. van Bussel van de CTD.

Er bestaat nog een legering van magnesium, namelijk "elektron". Hier zijn nog geen proeven mee genomen.

In deze legering zit:

93,5% Mg,

0,5% Cu,

4,0% Zn,

2,0% Al.

Aangezien er 93% Mg in zit kan aangenomen worden dat



de uittree-energie ongeveer 3,66 eV is.

#### II.4. Het meetcircuit.

Het meetcircuit is als enigszins besproken in paragraaf I.5.

We hebben gezien dat we onderscheid moeten maken tussen het meten van de elektronenkomponent en het meten van de ionenkomponent.

##### A. De ionenkomponent.

Onder de elektrode is een BNC-chassisdeel geplaatst waarop de meetkabel wordt aangesloten. Deze kabel heeft een impedantie  $Z_0 = 135\Omega$ . De capaciteit is 29 pF/m. De lengte is 0,78 m. Aan beide zijden van de kabel zit een  $50\Omega$  BNC-connector. De ene wordt aangesloten op het chassisdeel onder de elektrode, de andere op een kastje waar de meetweerstand in zit. Na de meetweerstand komt een filter. (Zie paragraaf II.6.). Dit filter wordt aangesloten op een buffer. De ingang van dit buffer is hoogohmig.

De uitgang is  $50\Omega$ , zodat we nu verder kunnen met een  $50\Omega$  kabel. Deze kabel wordt afgesloten met een  $50\Omega$  weerstand.

In dit stuk treden in principe geen reflecties op.

De belangrijkste reflecties treden op tussen de elektrode en de meetweerstand. De  $135\Omega$  kabel heeft als diëlektricum lucht, zodat de voortplantingssnelheid ongeveer 30 cm/nsec. is.

We kunnen reflecties verwachten na twee keer de looptijd in de kabel wat overeenkomt met 5,2 nsec. De spanningspuls ten gevolge van de beweging van de ionen duurt enige  $\mu$ sec dus we hebben geen last van de reflecties.

Het buffer is opgebouwd rond het IC LH 0033/C.

De stijgtijd hiervan is 3,2 nsec. De versterking is 1.

Aangezien de uitgangsimpedantie van het buffer  $50\Omega$  is en de kabel bij de oscilloscoop met  $50\Omega$  afgesloten wordt, moeten we er rekening mee houden dat de spanning bij de oscilloscoop slechts de helft is van de spanning over de meetweerstand.

B. De elektronenkomponent.

Wanneer we de elektronenkomponent meten wordt het meetcircuit veel eenvoudiger.

Onder de elektrode wordt een  $50\Omega$  kabel aangesloten met een BNC-connector aan het chassisdeel. Deze kabel wordt rechtstreeks bij de oscilloscoop afgesloten met een  $50\Omega$  weerstand. Hierdoor wordt voorkomen dat reflecties optreden. De kabel is ongeveer 8 m. lang. De voortplantingsnelheid van de golven in de kabel is  $20\text{cm/nsec}$ .

Dit betekent dat een reflectie bij de oscilloscoop na twee keer de looptijd (= ongeveer 80 nsec) weer bij de oscilloscoop aankomt. Deze tijdsduur is van dezelfde orde van grootte als de tijdsduur van het verschijnsel ten gevolge van de beweging van de elektronen, zodat we er voor moeten zorgen dat de kabel bij de oscilloscoop

zeer goed karakteristiek afgesloten is.

Het nadeel van dit meetsysteem is dat er alleen maar met lage weerstanden gemeten kan worden.

De oscilloscoop bestaat uit een Tektronix 400 MHz mainframe met twee tijdbasissen en twee verticale versterkers. De maximale schrijfsnelheid is 1 nsec/div.

De twee verticale versterkers zijn:

- Type 7A26. Dit is een tweekanaalsversterker met ingangsimpedantie  $1\text{ M}\Omega$ , 20 pF. De maximale gevoeligheid is 5 mV/div. De maximale frequentie is 180 MHz. De versterker heeft een stijgtijd van 1,9 nsec.
- Type 7A19. Dit is een versterker met ingangsimpedantie  $50\Omega$ . De maximale gevoeligheid is 10 mV/div. De maximale frequentie is 400 MHz. De versterker heeft een stijgtijd van 0,9 nsec.

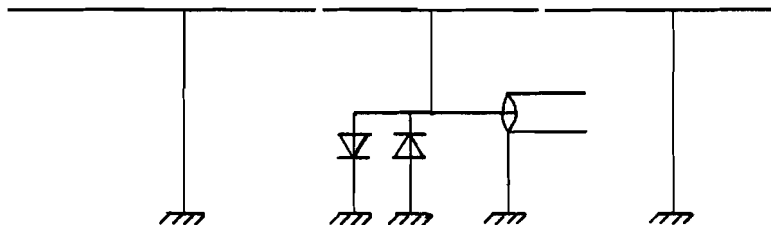
We zien dat wanneer we met de versterker 7A26 werken, we de kabel met een externe weerstand moeten afsluiten.

Dit hoeft niet bij de versterker 7A19.

De triggerring van de oscilloscoop wordt behandeld in paragraaf II.7.

Wanneer de gap doorslaat, treden grote overspanningen op over de meetweerstand. Dit zou schade kunnen toebrengen aan het meetcircuit. Om dit te voorkomen zijn bij het BNC-chassisdeel onder de meetelektrode, vier diodes geplaatst, te weten twee aan twee anti-parallel.

Zie figuur 2.5.

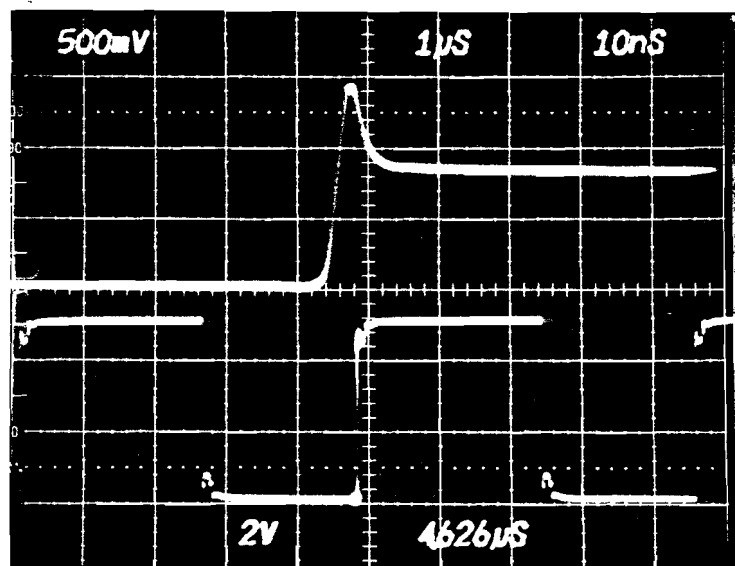


Figuur 2.5. De diodes.

Deze diodes zijn van het type 1 N 4148. De maximale piekstroom is 2 A gedurende 1  $\mu$ sec of 500 mA gedurende 1 sec.

Foto 1 toont het in geleiding gaan van de diode.

Boven staat de spanning over de diode en onder de spanning van de pulsgenerator.



Vert: 500 mV/div  
hor: 10 nsec/div

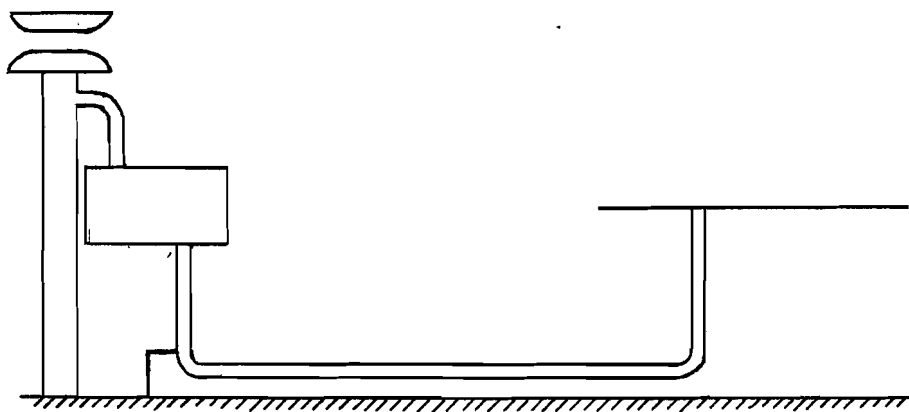
Vert: 2V/div  
hor: 1  $\mu$ sec/div

Foto 1. Het in geleiding gaan van een diode.

Tot nu toe heeft deze bescherming zeer goed voldaan.

## II.5. Afscherming.

Direkt onder de elektrode verdwijnt de meetkabel in een litze-kous. Via een messing doos waar buffers, filters en versterkers in geplaatst kunnen worden, gaat de meetkabel in een koperen buis die eindigt op een messing plaat die op het tafelblad ligt. Op dit tafelblad kunnen de meetinstrumenten geplaatst worden. De mantel van de meetkabel is bij de elektrode met laboratoriaarde verbonden. Bij het tafelblad is de mantel verbonden met het blad. Dit blad is via de koperen pijpen verbonden met de laboratoriaarde. Zie figuur 2.6.



Figuur 2.6. De opstelling met de afscherming.

Stoorvelden kunnen via het oppervlak, omsloten door de pijpen en het aardvlak, een spanning induceren tussen het tafelblad en de laboratoriaarde. Om dit te voorkomen moet het oppervlak zo klein mogelijk gemaakt worden.

Hierbij moet opgemerkt worden dat grote stoorvelden alleen binnen de hal kunnen ontstaan, omdat de hal zelf de stoorvelden van buiten goed afschermt.

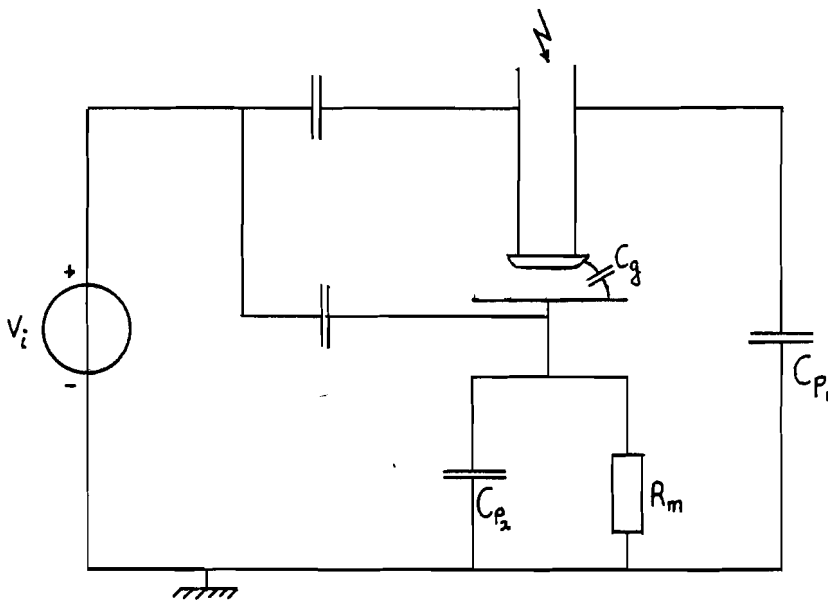
Een tweede mogelijke storing kan via de voedingen van de meetinstrumenten veroorzaakt worden. We moeten dus de voedingsspanning filteren.

Dit gebeurt door middel van een Siemens-filter.

De aarde aan de gefilterde kant wordt verbonden met laboratoriaarde, terwijl de voedende kant niet wordt geaard. Dit is noodzakelijk omdat de kast van een meetinstrument met aarde verbonden kan zijn en de nul van het te meten signaal met de kast. We zouden op deze manier de laboratoriaarde met de netaarde verbinden wat ten alle tijde voorkomen moet worden. Storingen ten gevolge van de opstelling zelf worden verderop behandeld.

#### II.6. Het dubbel T-filter.

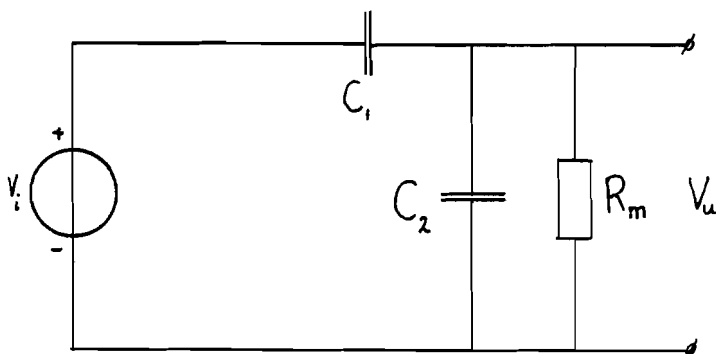
Wanneer de hoogspanning ingeschakeld is, hebben we te maken met een 500 Hz-storingsbron. Hierdoor wordt op de hoogspanningselektrode een 500 Hz-rimpel geïntroduceerd. Deze spanning wordt capacitief doorgekoppled. Het schema van figuur 2.7. geldt.



Figuur 2.7. Het vervangingschema.

Wanneer we aannemen dat:

de capaciteit van de bron naar de bovinelektrode 0,5 pF is, de capaciteit van de bovinelektrode naar aarde 100 pF, de gapcapaciteit 1 pF, de capaciteit van de bron naar de meetelektrode 0,1 pF en de capaciteit van de meetelektrode naar aarde 20 pF kunnen we het volgende vervangingschema opstellen. Zie figuur 2.8.



Figuur 2.8. Het vervangingschema.

Er geldt:

$$V_u = \frac{R_m V_i / (1 + j\omega C_2 R_m)}{R_m / (1 + j\omega C_2 R_m) + 1/j\omega C_1}$$

Dit is gelijk aan:

$$V_u = \frac{R_m V_i}{R_m (1 + C_2/C_1) + 1/j\omega C_1}$$

We zijn alleen geïnteresseerd in de amplitude van het signaal.

Er geldt:

$$\frac{V_u}{V_i} = \left\{ \frac{R_m^2}{R_m^2 (1 + C_2/C_1)^2 + (1/\omega C_1)^2} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Wanneer we de waarden invullen met  $\omega = 1000\pi$  en  $R_m = 10 \text{ k}\Omega$

vinden we  $\frac{V_u}{V_i} = 3,30 \cdot 10^{-6}$ . Stellen we de modulus van  $V_i$

30 kV dan geldt voor de modulus van  $V_u$ :

$V_u = 0,99 \cdot 10^{-1} \text{ V}$ . Dit is alleen een waarde ter illustratie.

Bij het meten van de elektronenkomponent met  $R_m = 50 \Omega$

vinden we  $V_u = 4,95 \cdot 10^{-4} \text{ V}$ . Bij het meten van de elektronen-

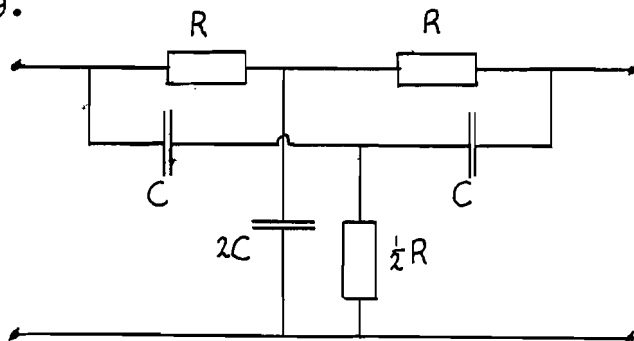
komponent hebben we dus weinig last van de 500 Hz-rimpel;

bij het meten van de ionenkomponent wel.

We moeten bij deze meting de 500 Hz-rimpel er uit filteren.

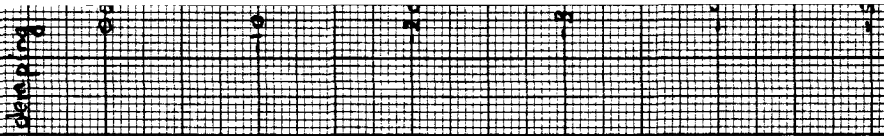
Dit kan met behulp van een dubbel T-filter. Zie figuur

2.9.



Figuur 2.9. Het schema van het dubbel T-filter.





Figuur 2.10. De frequentie-karakteristiek van het dubbel T-filter.

De spierfrequentie moet 500 Hz zijn, dus  $RC = \frac{10^{-3}}{\pi}$  .

We hebben genomen  $R = 100 \text{ k}\Omega$  en  $C = 3,18 \text{ nF}$ .

Hierbij moet opgemerkt worden dat twee weerstanden afstembaar zijn omdat de voedingsfrequentie niet exact 500 Hz is en omdat de weerstanden en condensatoren niet nauwkeurig genoeg zijn. Met deze twee potentiometers is het filter precies afgeregeld. In figuur 2.10. staat de frequentie-karakteristiek van het filter. Deze karakteristiek is opgenomen met de spectrum-analyser HP 3580 A van de vakgroep EB.

Bij deze bedank ik Dhr. Verhoeven van de vakgroep EB voor zijn hulp.

## II.7. De laser.

De laser is een TEA  $N_2$ -laser(transversely excited atmospheric-pressure nitrogen laser).

Het wil zeggen dat de laserpuls opgewekt wordt door een ontlading tussen twee elektroden die dwars op de richting van de laserbundel staan. De laser is gevuld met  $N_2$  onder atmosferische druk.

De golflengte van de fotonen is 337,1 nm. De pulsduur is kleiner dan 1 nanosec. De pulsduur van de laser moet zeer klein zijn ten opzichte van de oversteektijd van de elektronen  $T_e$  in de gap. Wanneer dit namelijk niet het geval is, kunnen we er niet meer van uit gaan

dat de startelektronen van de lawine gelijktijdig vrijgemaakt worden.

De werking van de laser wordt besproken in Litt. II.6.

Voor metingen aan de laserpulsduur wordt verwezen naar het intern rapport van H.F.A. Verhaart. (Litt. II.7.).

Wanneer de laser ontladen wordt, ontstaan sterke elektromagnetische velden, welke afgeschermd moeten worden. Dit is gedaan door de laser met voeding in een messing doos te monteren.

Door nu in deze afscherming een antenne te plaatsen, wordt er op deze antenne een spanning geïntroduceerd. Deze spanningspuls dient als triggersignaal voor de oscilloscoop.

Een tweede manier om de oscilloscoop te triggeren is door het monteren van een lichtgevoelige diode buiten de afscherming. Deze reageert op het licht dat door de ontlading uitgezonden wordt.

Uit proeven is gebleken dat de triggering door de antenne betrouwbaarder is dan de triggering door de fotodiode.

## II.8. Isolatiematerialen.

Wanneer we willen meten met een spacer tussen de elektroden, rijst de vraag van welk materiaal we de spacer zullen maken. Een aantal isolatiematerialen, Teflon, Perspex en P.V.C., zijn makkelijk verkrijgbaar.

In de praktijk wordt bijna altijd gebruik gemaakt van giethars zodat we dit materiaal niet mogen uitsluiten. Het meest ideale materiaal voor de meting is Teflon; dit is samendrukbaar zodat de aansluiting tussen de spacer en de elektrode zeer goed is. Dit heeft als grote voordeel dat de spanning over de elektroden de luchtdoorslagspanning kan benaderen.

De andere materialen zijn veel minder samendrukbaar zodat hier moeilijkheden kunnen ontstaan bij de aansluiting tussen de spacer en de elektrode.

Dit betekent dat voor deze stoffen speciale aandacht geschonken moet worden aan de eindvlakken van de spacer, vooral wat betreft de oppervlakte-ruwheid en het parallel zijn van de eindvlakken.

De draaibank in het atelier is zo onnauwkeurig dat deze niet geschikt is voor het afwerken van de spacers.

Dit moet gebeuren bij de afdelingswerkplaats.

Eventueel moeten de eindvlakken dan nog geschuurd worden.

De giethars-spacers moeten eerst zelf gegoten worden.

In figuur 2.11. staat de gietprocedure geschetst.

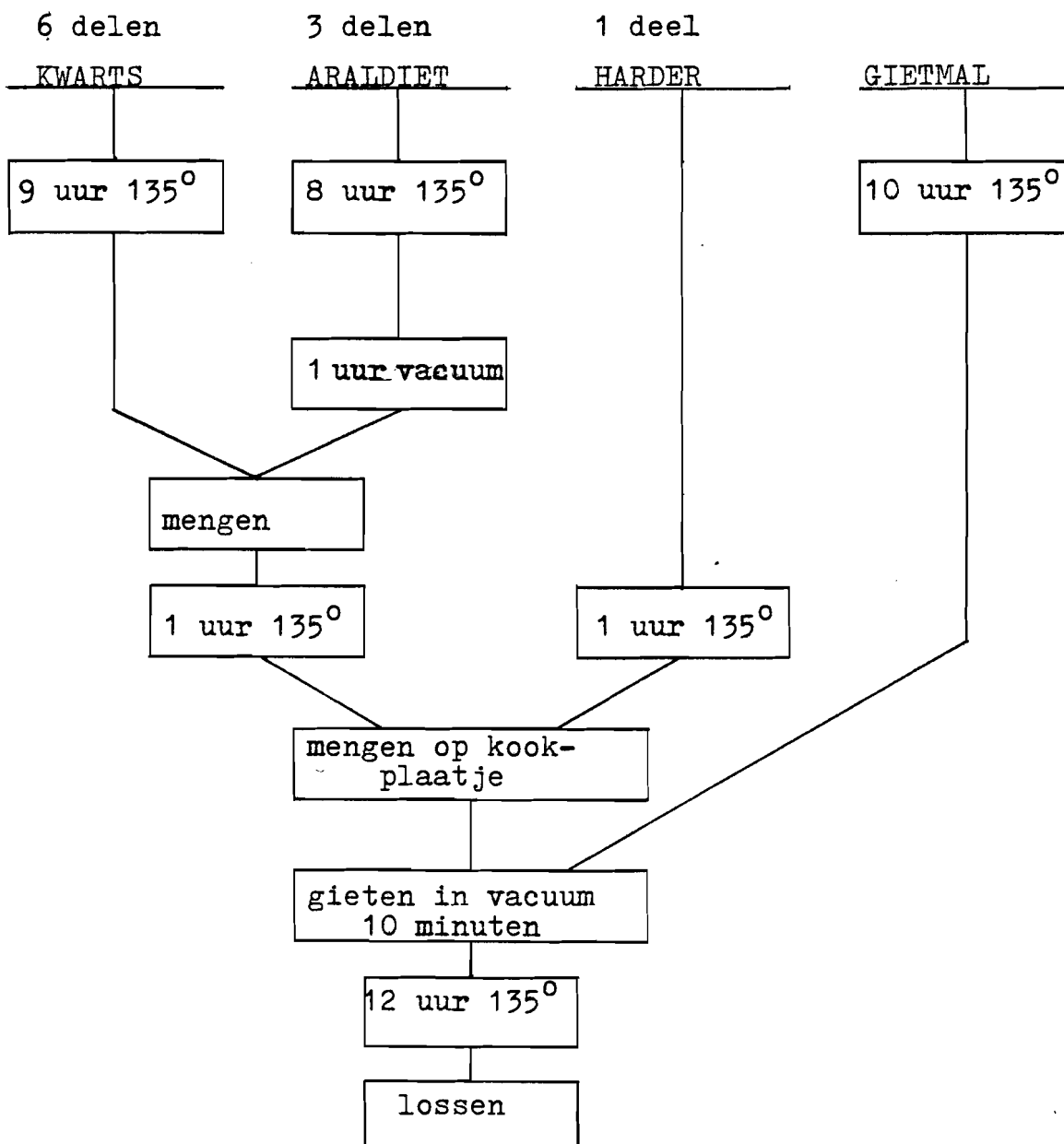
Het afkoelen gebeurt in de oven. Dit garandeert een langzame afkoeling waardoor geen mechanische spanningen in het materiaal optreden.

Voor nadere informatie over de materialen waar de trechter en de mal uit bestaan, wordt verwezen naar Dhr. A.

Aldenhoven.

Nadat het materiaal is afgekoeld wordt het naar de afdelingswerkplaats gebracht, waar het op maat wordt gedraaid.

Voordat een spacer tussen de elektroden wordt geplaatst moet hij eerst ultrasoon gereinigd worden in ethanol.



Figuur 2.11. De gietprocedure.

## II.9. De stapspanning.

In paragraaf II.1. is het hoogspanningscircuit beschreven.

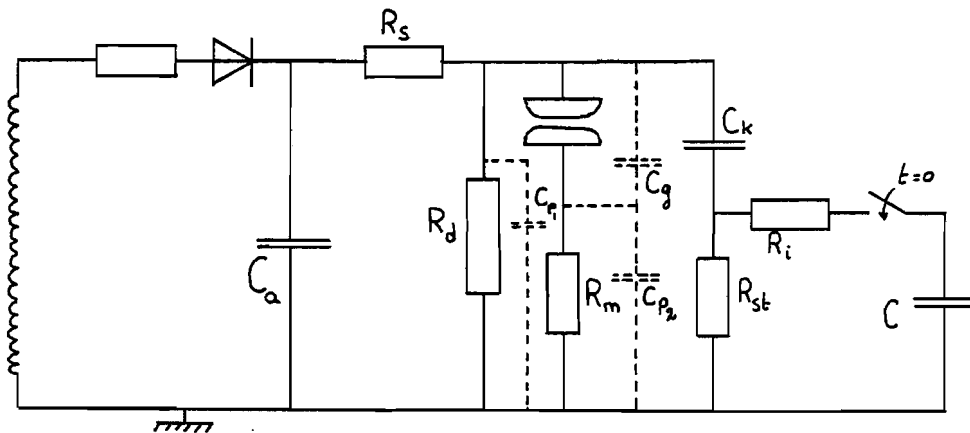
Het kan soms nuttig zijn om boven op de gelijkspanning een extra stap te zetten, bijvoorbeeld om kortstondig boven de doorslagspanning van het gas te meten.

Deze stapvormige spanning moet een zeer korte stijgtijd hebben. We kunnen dit als volgt realiseren.

Een condensator wordt over een weerstand ontladen.

De spanning over de weerstand wordt via een doorkoppelcondensator  $C_k$  toegevoerd aan de hoogspanningselektrode.

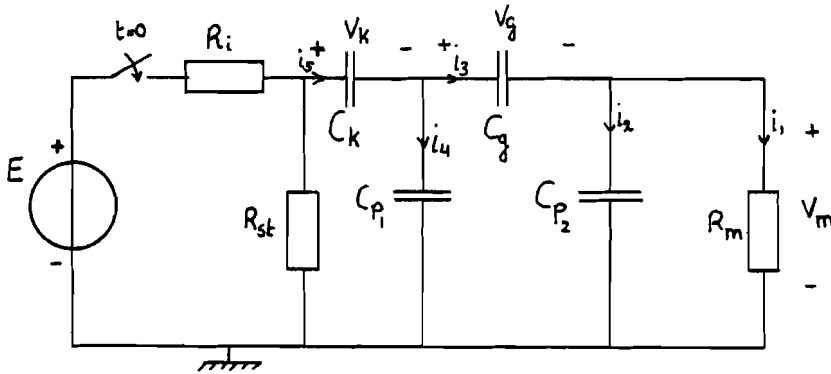
Zie figuur 2.12.



Figuur 2.12. Het schema met de extra condensator.

Aangezien  $R_s$  groot is en we alleen geïnteresseerd zijn in het stijgen van de spanning, kunnen we  $R_s$  weglaten. Ook kan  $R_d$  verwaarloosd worden omdat deze zeer groot is. Wanneer de voorraadcondensator  $C$  groot is, kunnen we deze vervangen door een spanningsbron  $E$ .

Het vervangingsschema wordt dan als in figuur 2.13.



Figuur 2.13. Het vervangingsschema.

Er geldt:

$$i_1 = \frac{v_m}{R_m} \quad i_2 = C_{p2} \frac{dv_m}{dt} \quad i_3 = i_1 + i_2 = C_g \frac{dv_g}{dt}$$

$$\text{dus } v_g = \frac{C_{p2}}{C_g} v_m + \frac{1}{R_m C_g} \int_0^t v_m dt.$$

$$i_4 = C_{p1} \left( \frac{dv_m}{dt} + \frac{dv_g}{dt} \right) \quad i_5 = i_3 + i_4 = C_k \frac{dv_k}{dt}$$

Wanneer we nu doorrekenen vinden we:

$$i_5 = \left( C_{p1} + C_{p2} + \frac{C_{p1} C_{p2}}{C_g} \right) \frac{dv_m}{dt} + \frac{1}{R_m} \left( 1 + \frac{C_{p1}}{C_g} \right) v_m = K_1 \frac{dv_m}{dt} + K_2 v_m$$

Voor E kunnen we schrijven:

$$E = R_i i_5 + \left( 1 + \frac{R_i}{R_{st}} \right) (v_m + v_g + v_k) \quad \text{met } v_k = \frac{1}{C_k} \int_0^t i_5 dt$$

Wanneer we dit uitwerken volgt hieruit:

$$E = (R_i K_1) \frac{dv_m}{dt} + (R_i K_2 + \left( 1 + \frac{R_i}{R_{st}} \right) \left( \frac{K_1}{C_k} + \frac{C_{p2}}{C_g} + 1 \right)) v_m + \\ + \left( \left( 1 + \frac{R_i}{R_{st}} \right) \left( \frac{K_2}{C_k} + \frac{1}{R_m C_g} \right) \right) \int_0^t v_m dt$$

We zijn echter geïnteresseerd in  $v_g$ .

Deze wordt beschreven door:

$$v_g = \frac{C_{p2}}{C_g} v_m + \frac{1}{R_m C_g} \int_0^t v_m dt.$$

Deze spanning is uitgerekend met een programmeerbare rekenmachine en staat geschetst in figuur 2.14.

Bij deze berekening geldt:

$$R_i = 10 \Omega \quad C_{p1} = 100 \text{ pF}$$

$$R_{st} = 1500 \Omega \quad C_g = 1 \text{ pF}$$

$$R_m = 50 \Omega \quad C_{p2} = 20 \text{ pF}$$

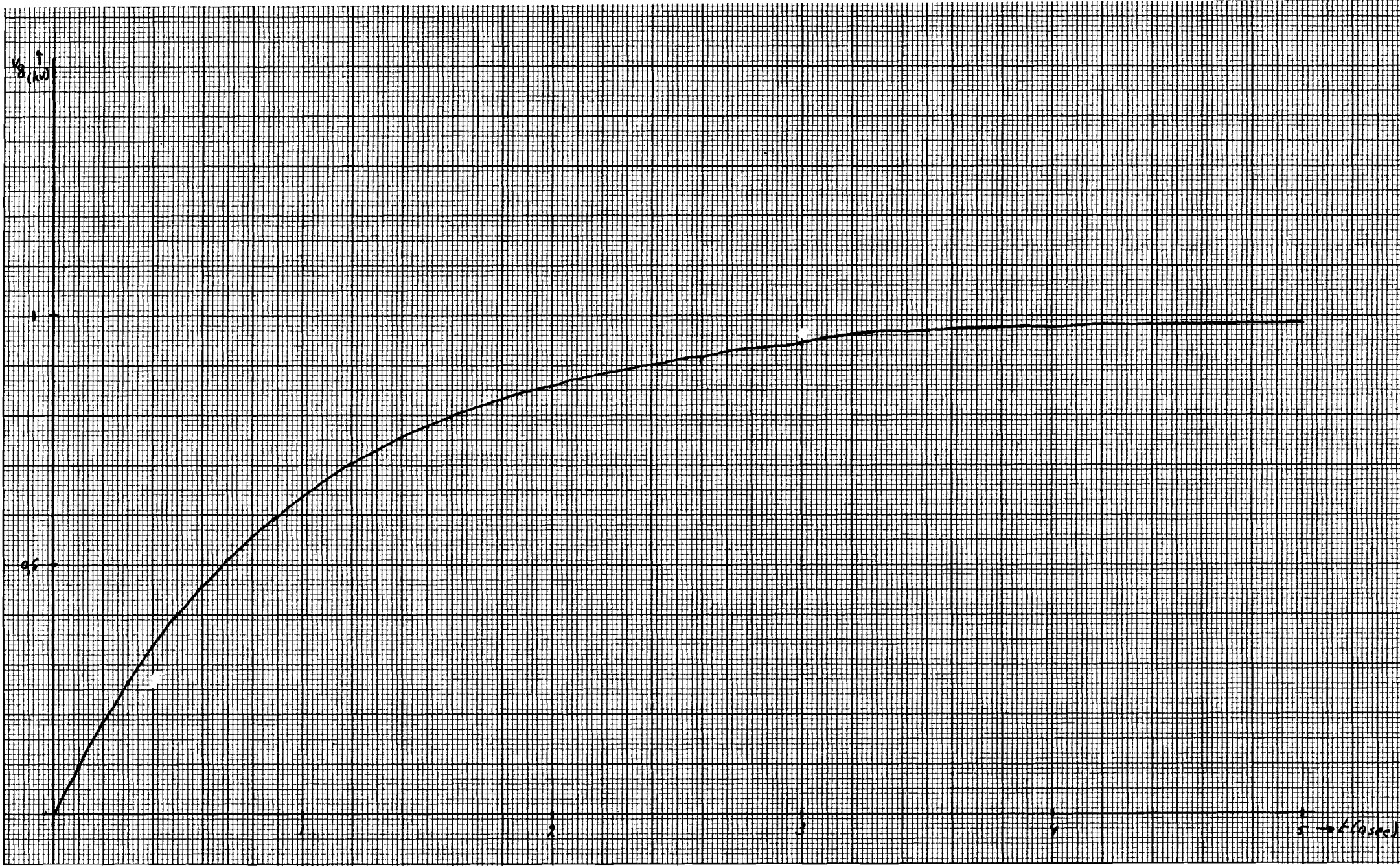
$$E = 1000 \text{ V} \quad C_k = 25 \text{ nF}$$

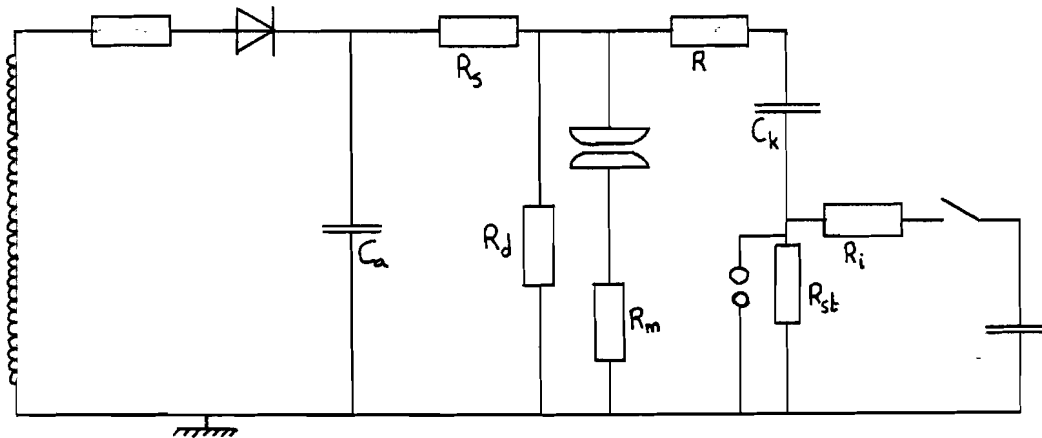
In werkelijkheid is de spanning  $v_g$  toch anders dan de hier boven berekende, namelijk:

- 1- Er zijn altijd parasitaire zelfinducties aanwezig.
- 2- De elementen staan ver uit elkaar, zodat er looptijden van enkele nanosec. optreden. Ook is  $C_{p1}$  geen geconcentreerd element zodat de invloed van deze capaciteit niet meteen merkbaar is in de spanning.
- 3- Bij een doorslag zou er een te grote stroom door de gap gaan vloeien. Om dit te voorkomen is het noodzakelijk een dempweerstand op te nemen tussen  $C_k$  en de opstelling. Ook is er een vonkbrug geplaatst parallel aan  $R_{st}$  om de voorraadcondensator en de schakelaar te beschermen. Zie figuur 2.15.



Handwritten text on the left margin, possibly a page number or reference.





Figuur 2.15. Het werkelijke schema.

De schakelaar is een met kwik bevochtigd relais.

De voorraadcondensator is  $8\mu\text{F}$  groot.

Met betrekking tot de beveiliging kan het volgende opgemerkt worden.

De vonkbrug parallel aan  $R_{st}$  bestaat uit twee bollen met een diameter van 3 cm. De afstand tussen de twee bollen bedraagt 0,2 mm. Wanneer de gap doorslaat komt er een grote spanning over de weerstand  $R_{st}$  te staan. Hierdoor spreekt de vonkbrug aan. Is de schakelaar echter gesloten dan spreekt de vonkbrug niet aan.

De lading die aanwezig was in  $C_k$  wordt dan overgenomen door de voorraadcondensatoren. De lading die in  $C_k$  aanwezig was, is  $Q = CV$ .

Stel dat de spanning 30 kV was, dan is de lading:

$$Q = 25 \cdot 10^{-9} \cdot 30 \cdot 10^3 = 7,5 \cdot 10^{-4} \text{ C.}$$

De voorraadcondensator is  $8\mu\text{F}$  zodat de spanning over deze condensator  $Q/C$  stijgt. Dit is  $\Delta V = \frac{7,5 \cdot 10^{-4}}{8 \cdot 10^{-6}} = 93,75 \text{ V.}$

Dit kan dus de condensator niet beschadigen.

Uit proeven is gebleken dat de steilheid van de spanning ook niet gevaarlijk is voor de condensator. Voor de dempweerstand tussen  $C_k$  en de opstelling is een weerstand van  $870\Omega$  genomen.

Deze weerstand is inductie-arm.

Foto 2. laat de spanning over de gap zien.

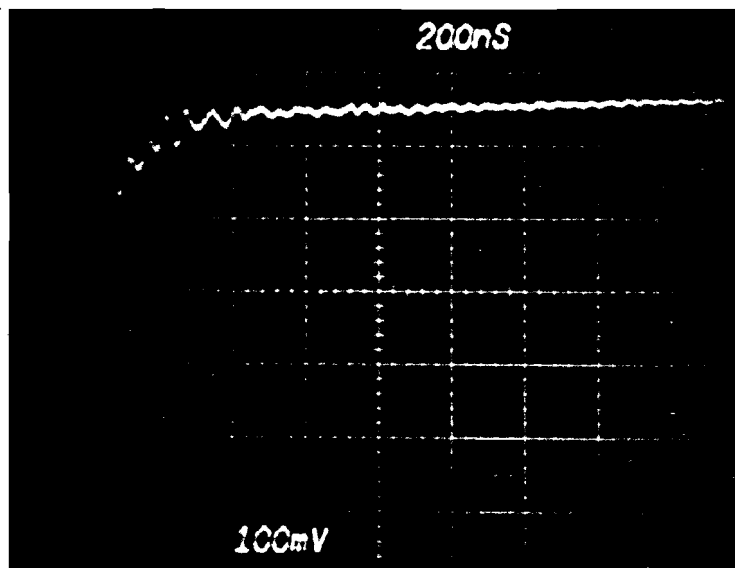


Foto 2. De spanning over de gap.

Deze foto is genomen met behulp van een Tektronix hoogspanningsprobe. Tijdens het nemen van de foto was de gelijkspanning niet aanwezig.

Foto 3. laat de spanning over  $R_m (= 50\Omega)$  zien.

De hoogspanningsprobe moest weggehaald worden omdat deze extra oscillaties veroorzaakte.

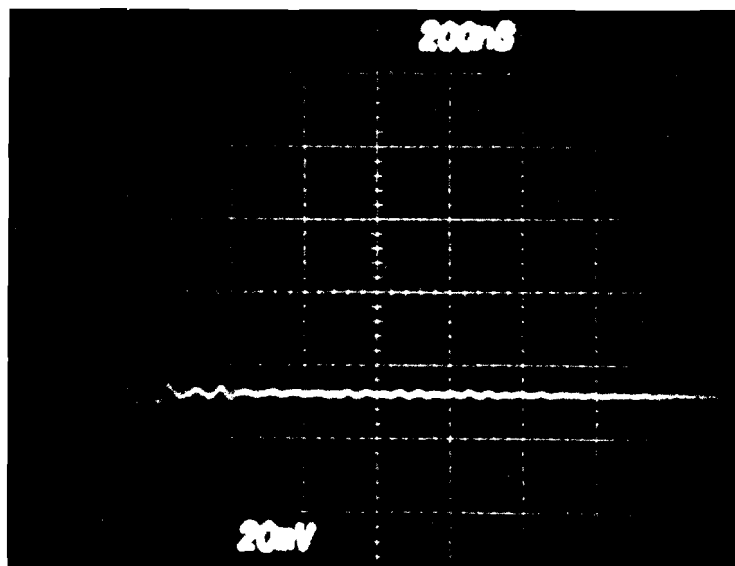
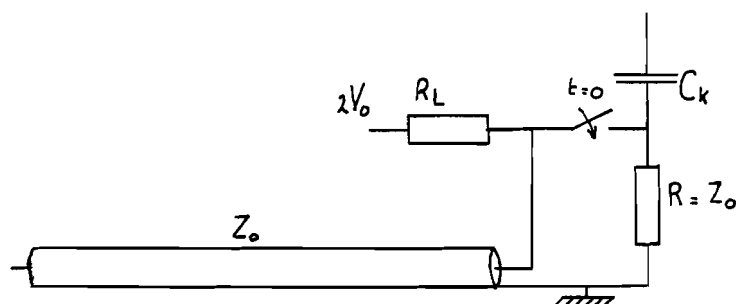


Foto 3. De spanning over  $R_m (= 50\Omega)$ .

Met betrekking tot de triggereing van de laser en de oscilloscoop wordt nog het volgende opgemerkt. Wanneer de stapspanning niet gebruikt wordt, triggert de laser de oscilloscoop. Nu moet echter de laser, op een vastgesteld tijdstip na het sluiten van de schakelaar, schieten. Dit kan gerealiseerd worden door tussen de pulsgenerator en de laser een vertraagkabel te plaatsen. Hier is echter nog niet aan gewerkt. In figuur 2.16. staat een verbeterde pulsgenerator.



Figuur 2.16. De verbeterde pulsgenerator.

De voorraadcondensator C is vervangen door een vertraagkabel. Deze kabel wordt opgeladen tot twee keer de pulsspanning.

De breedte van de puls is twee keer de looptijd.

De kabel is van het type HH 2500.

Voor gegevens over deze kabel wordt verwezen naar de specificaties van de fabrikant.

Aangezien de kabel nog niet aanwezig is bij de vakgroep is deze pulsgenerator nog niet gebouwd.

### Hoofdstuk III. Metingen.

#### III.1. Bepaling van de capaciteiten in de opstelling.

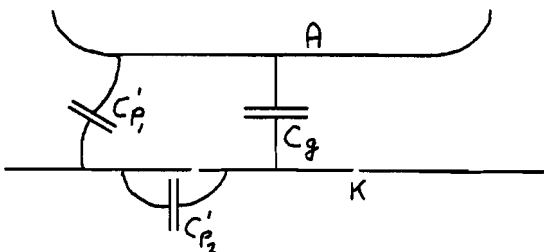
We hebben gezien dat we in de opstelling te maken hebben met drie parasitaire capaciteiten, namelijk:

$C_{p1}$  = de parasitaire capaciteit tussen de hoogspannings-elektrode en aarde,

$C_{p2}$  = de parasitaire capaciteit tussen de meetelektrode en aarde,

$C_g$  = de parasitaire capaciteit tussen de twee elektroden.

Enige delen van deze capaciteiten zijn geconcentreerd in de buurt van de elektroden. In figuur 3.1. staan deze deelcapaciteiten getekend.



Figuur 3.1. De elektroden met de deelcapaciteiten.

Deze deelcapaciteiten staan in een driehoek, welke de meting moeilijk interpreteerbaar maakt.

We kunnen de capaciteit  $C_g$  ongeveer berekenen. Bij een kleine afstand is het veld namelijk vrijwel homogeen tussen de meetelektrode en de hoogspanningselektrode.

Er geldt dus  $C_g = \frac{\epsilon_0 A}{d}$ , waarbij A het oppervlak is van de

meetelektrode. Wanneer we dit uitrekenen, vinden we:

$$C_g = \frac{1,1 \cdot 10^{-14}}{d} \text{ F.}$$

Hierbij moet de afstand  $d$  in meters ingevuld worden.

Deze formule is met behulp van een meting gecontroleerd.

Uit deze meting bleek dat de formule geldig was.

De totale capaciteit  $C_{p2}$  was niet te meten in de opstel-

ling in verband met aardingsproblemen. We hebben daarom

de deelcapaciteit  $C'_{p2}$  buiten de opstelling gemeten.

De gemeten waarde is 7,8 pF. Deze is groter dan de in

paragraaf II.2 berekende omdat bij de berekening een

homogeen veld tussen de meetelektrode en de geaarde ring

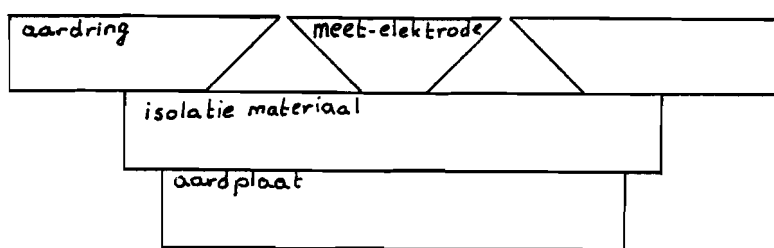
verondersteld is. Tevens is bij de berekening het strooi-

veld buiten de spleet tussen de ringen verwaarloosd. Naast

deze meting van  $C'_{p2}$  is er nog een meting uitgevoerd met

een geaarde plaat onder de elektroden die verbonden is

met de buitenring (zie figuur 3.2).



Figuur 3.2. De meting van  $C'_{p2}$ .

De gemeten waarde was 16,8 pF.

Bij deze meting waren de beschermdiodes weggehaald

omdat deze in geleiding kwamen ten gevolge van de

spanning uit de meetbrug.

Volgens de specificaties van de dioden bedraagt de capaciteit van een diode 4 pF. Er moet dus nog 16 pF opgeteld worden bij de gemeten capaciteit om de capaciteit  $C_{p2}$  te krijgen. De werkelijke capaciteit van de meetelektrode naar aarde is nog groter omdat in de opstelling meer geaarde objecten in de buurt van de meetelektrode aanwezig zijn, welke bij de meting buiten de opstelling niet aanwezig waren.

We kunnen dus concluderen dat de capaciteit  $C_{p2}$  groter is dan 32,8 pF. De exacte waarde is echter niet bekend. Ook is geprobeerd de capaciteit  $C_{p1}$  te meten; de meting was echter niet betrouwbaar. De gemeten waarde was bij  $d = 1$  cm 108 pF.

De exacte waarde van  $C_{p1}$  is niet bekend, maar we kunnen concluderen dat  $C_{p1}$  veel groter is dan  $C_g$ , zodat we de stroom eerlijk meten. Zie paragraaf I.4.



### III.2. Bepaling van de overslagspanning met een spacer tussen de elektroden.

Er is onderzoek verricht naar de overslagspanning met een spacer tussen de elektroden.

Het doel hiervan was het vinden van materialen, welke in het toekomstig onderzoek gebruikt kunnen worden.

Tevens kon door dit onderzoek bepaald worden hoe een spacer behandeld moet worden. Hieronder volgen de resultaten, gerangschikt naar het materiaal.

#### A. Prespaan.

Bij dit materiaal werd de spacer afgevlakt met behulp van een vlakplaat. Bij dit afvlakken wordt grafietvet gebruikt, wat een redelijke elektrische geleider is. Dit vet drong in de spacer, waardoor deze ook enigszins geleidend werd. Hij was dus niet te gebruiken voor de meting.

#### B. Perspex.

Bij dit materiaal is weinig sprake van een conditioneringseffect. Er is echter wel een grote spreiding in de overslagspanning. Er trad geen verbetering op door de eindvlakken van de spacers te schuren.

#### C. P.V.C.

Dit materiaal vertoont een conditioneringseffect, wat sterk verminderd kan worden door de eindvlakken van de spacer nauwkeurig vlak te draaien.

#### D. Teflon.

Dit materiaal is vrij zacht, waardoor de spacer iets ingedrukt kan worden. Hierdoor sluit de spacer goed aan op de elektroden. Het gevolg is dat de luchtdoorslagspanning gehaald kan worden.

#### E. Giethars.

Bij dit materiaal treedt een vreemd verschijnsel op. De eerste overslagen treden op bij een spanning die de doorslagspanning van de lucht benadert. Hierdoor wordt de spacer aangetast. Het gevolg hiervan is dat de overslagspanning zeer snel zakt.

Voor iedere meting moet de spacer ultrasoon gereinigd worden in bijvoorbeeld ethanol.

Concluderend kunnen we zeggen dat voor de metingen Teflon het meest geschikt is. Slechts wanneer er voor gezorgd wordt dat de eindvlakken van de spacer zeer vlak zijn en goed parallel, kunnen andere materialen zoals P.V.C. en Perspex toegepast worden.

Wanneer we met giethars willen meten, moeten we er voor zorgen dat er weinig doorslagen optreden vóór de metingen, omdat daardoor de spacer wordt aangetast.

### III.3. Meting van de spanning ten gevolge van de ionenkomponent.

Op foto 4. staat de spanning die we meten.

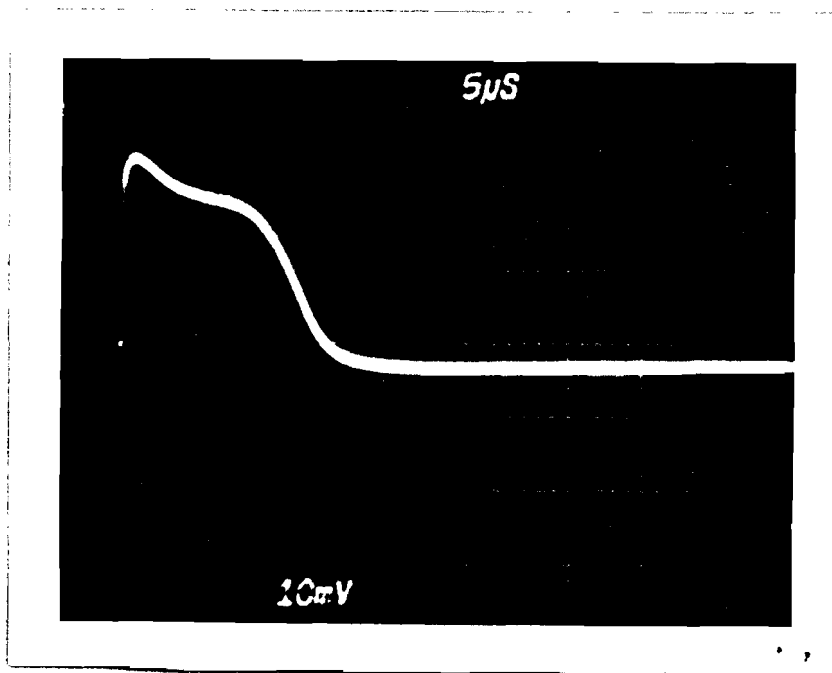


Foto 4. De spanning over de weerstand ten gevolge van de ionenkomponent.

De werkelijke spanning over de weerstand is twee keer zo groot. (Zie paragraaf II.4.). De weerstand is  $9,9 \text{ k}\Omega$ . De afstand tussen de elektroden is  $10 \text{ mm}$ .

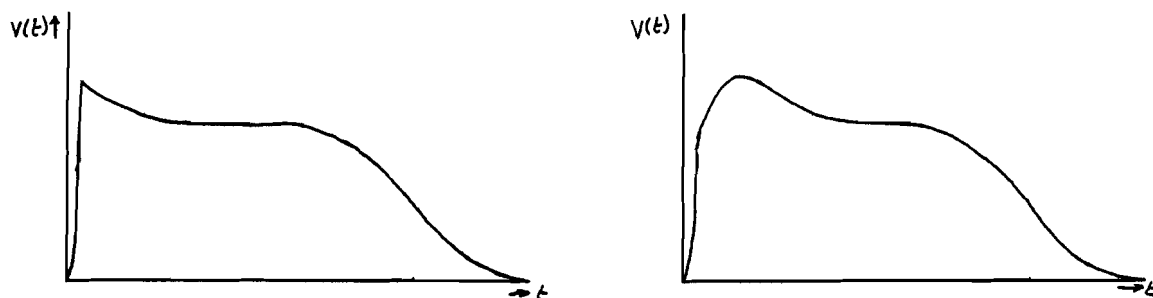
Ten gevolge van het dubbel T-filter wordt de spanning na de puls negatief. Uit deze foto kunnen we concluderen dat attachment optreedt, wat te verwachten was. We kunnen dit zien aan de spanningspuls voordat het plateau bereikt wordt.

In figuur 3.3a. staat de spanningspuls in het geval dat  $RC$  kleiner is dan  $\frac{1}{\alpha v_+}$  en er geen attachment optreedt.

In figuur 3.3b. staat de spanningspuls voor  $RC > \frac{1}{(\alpha - \eta) v_+}$  wanneer er wel attachment optreedt.

De meting werd uitgevoerd in de lucht met een druk

$p = 765,2$  mm Hg, een temperatuur  $T = 298$  K en 4% relatieve vochtigheid.



Figuur 3.3a.  $RC \propto \frac{1}{v_+}$

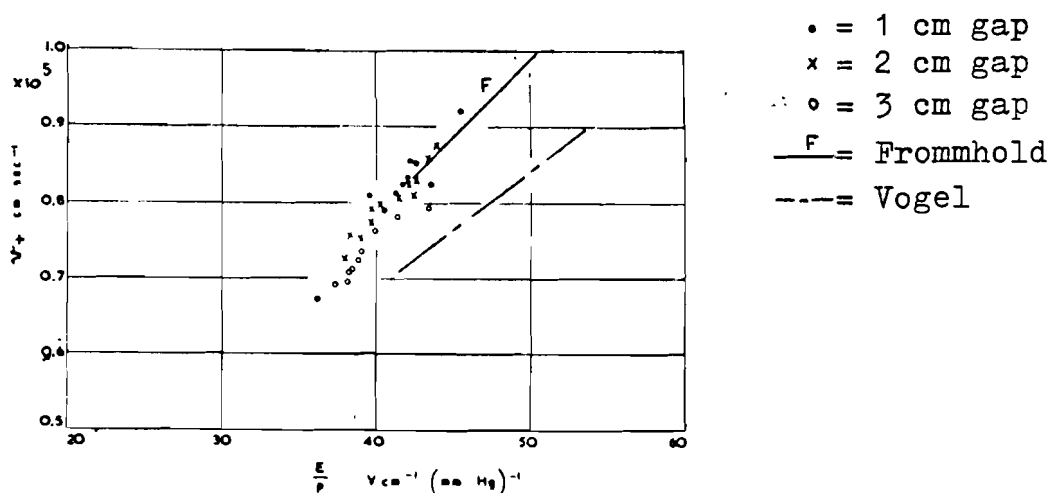
$$\eta = 0$$

Figuur 3.3b.  $RC = \frac{1}{(\alpha - \eta)v_+}$

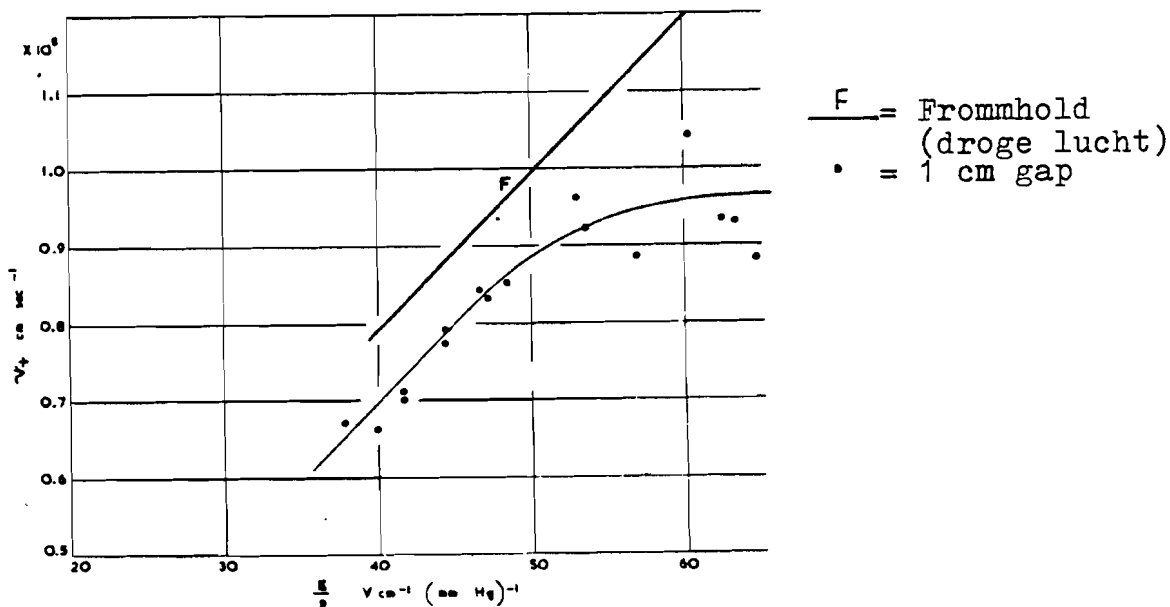
$$\eta \neq 0$$

De spanning was 29,72 kV. Dit levert  $E/p = 38,84 \frac{V}{\text{cm mm Hg}}$ . De oversteektijd is ongeveer  $12 \mu\text{sec} \pm 1 \mu\text{sec}$ . Dit betekent dat de snelheid  $v_+$  tussen  $9,1 \cdot 10^4$  cm/sec en  $7,7 \cdot 10^4$  cm/sec ligt. Aangezien de meting te onnauwkeurig is, kunnen we niet veel waarde hechten aan de uitkomst.

Ter illustratie staan in figuur 3.4 en 3.5. grafieken van de waarden  $v_+$  gemeten door D.T. Blair. (Litt.III.1.).



Figuur 3.4. De snelheid van de positieve ionen in droge lucht.



Figuur 3.5. De snelheid van de positieve ionen in vochtige lucht. (86% relatieve vochtigheid).

Bij het berekenen van de driftsnelheid van de ionen mogen we niet uitgaan van  $v_+ = K_+ \cdot E$

Door Thomson (Litt.III.2.) wordt voor de beweeglijkheid  $K_+$  van de positieve ionen  $1,36 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/(\text{Vs})$  opgegeven.

Wanneer we nu invullen  $E = 29,72 \text{ kV/cm}$  volgt hieruit

voor de snelheid  $v_+ = 0,4 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$ , hetgeen een veel

te kleine waarde is. Dit komt omdat deze formule alleen

geldt wanneer de driftsnelheid van de positieve ionen

$v_+$  veel kleiner is dan de thermische snelheid  $v_{th}$  van

de ionen. Voor de thermische snelheid van stikstofionen geldt:

$$\frac{1}{2} m_i v_{th}^2 = \frac{3}{2} kT. \text{ Dus } v_{th} = \left( \frac{3kT}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Als we nu invullen  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/graad}$ ,  $T = 298 \text{ K}$  en

$m_i = 28,1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ , vinden we

$$v_{th} = 5,1 \cdot 10^4 \text{ cm/sec.}$$

We zien dus dat de thermische snelheid van de ionen kleiner is dan de driftsnelheid  $v_+$ , zodat we niet mogen toepassen  $v_+ = K_+ \cdot E$ .

#### III.4. Meting van de spanning ten gevolge van de elektronenkomponent.

Op foto 5. staat de spanning over de meetweerstand.

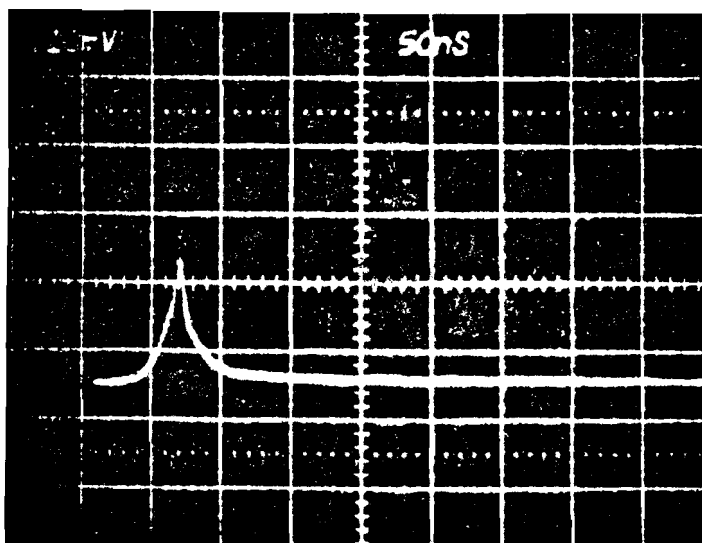


Foto 5. De spanning over de meetweerstand.

Om de oversteektijd van de elektronen te bepalen, moeten we weten wanneer de eerste elektronen uit de kathode vrijgemaakt worden. Hiertoe is het volgende experiment opgezet.

We plaatsten een zeer snelle fotodiode (HP 4220) onder het gaatje in de anode. Door met de laser te schieten

kunnen we het tijdsinterval bepalen tussen het moment dat de fotonen de kathode raken en het moment dat de oscilloscoop begint te schrijven. Door nu het tijdsinterval tussen de top van de spanningspuls en het moment dat de oscilloscoop begint te schrijven te bepalen, kunnen we de oversteektijd van de elektronen berekenen. Uiteraard moeten we wel rekening houden met de lengtes van de kabels in verband met de looptijden van de signalen. Een aantal waarden van de snelheid staan in figuur 3.6. In deze figuur staan ook enige waarden uit de litteratuur.

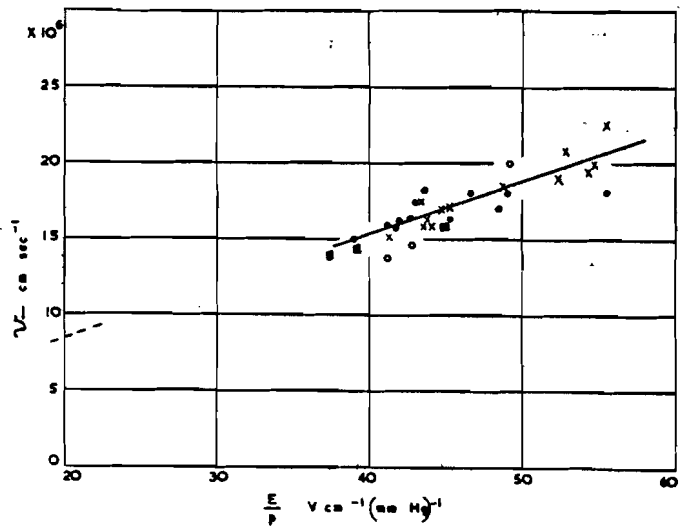
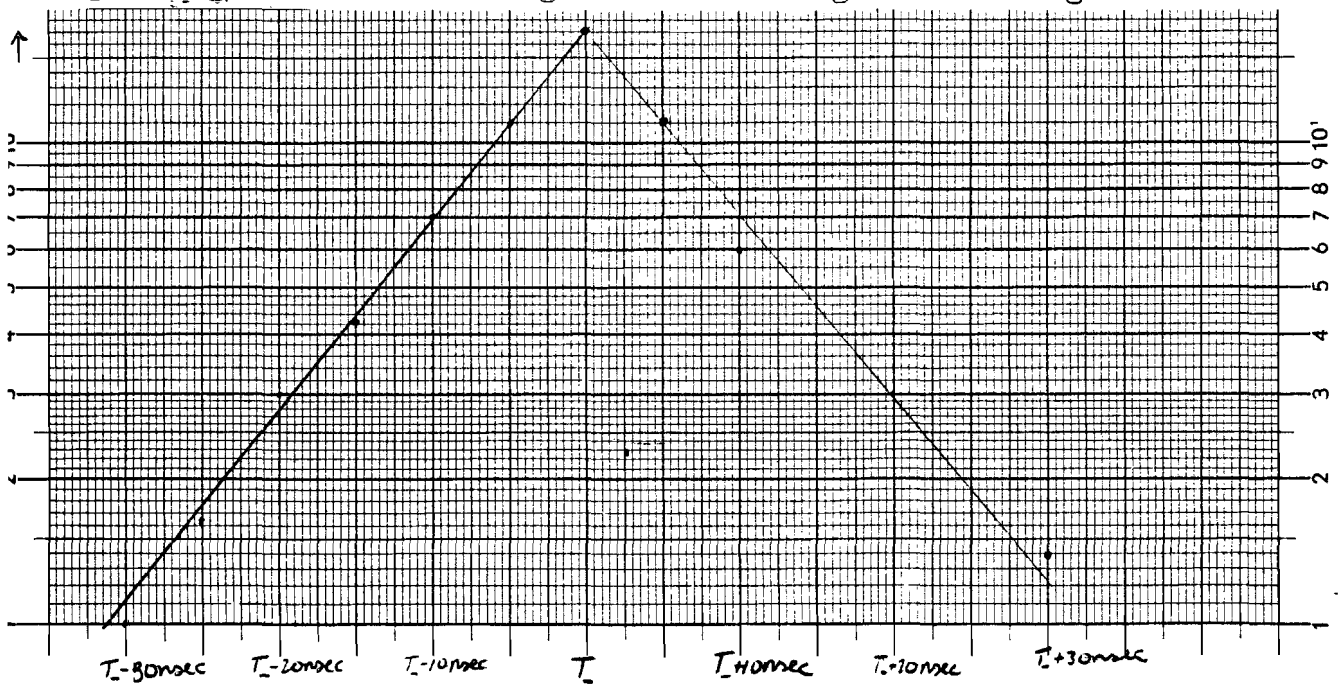


Fig. 9. Electron drift velocity in humid air, as a function of E/p.  
 ..... 1 cm gap,  
 x x x x 2 cm gap,  
 o o o o 3 cm gap.  
 - - - - Nielsen and Bradbury<sup>6)</sup> for dry air.  
 ■ ■ ■ Eigen metingen (variabele afstand)

Figuur 3.6. De snelheid van de elektronen als functie van E/p.

We zien uit deze figuur dat onze metingen goed overeenstemmen met de literatuurwaarden. In figuur 3.7. is de spanning van foto 5. uitgezet in een logaritmische grafiek.



Figuur 3.7. Logaritmische grafiek van de gemeten spanning.

Uit deze grafiek kunnen we de helling opmeten.

$$(\alpha - \eta) v_{-} = \frac{\ln(V_1) - \ln(V_2)}{t_1 - t_2} = 8,87 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$$

De meting is uitgevoerd bij  $E = 29,4 \text{ kV/cm}$ . De druk was  $750 \text{ mm Hg}$ . Dit levert  $E/p = 39,2 \text{ V/(cm mm Hg)}$ . Uit figuur 3.6. kunnen we bepalen dat de driftsnelheid  $v_{-}$  ongeveer  $14 \cdot 10^6 \text{ cm/sec}$  is. Hier volgt uit dat  $(\alpha - \eta)$  ongeveer gelijk is aan  $6,29 \text{ cm}^{-1}$ .

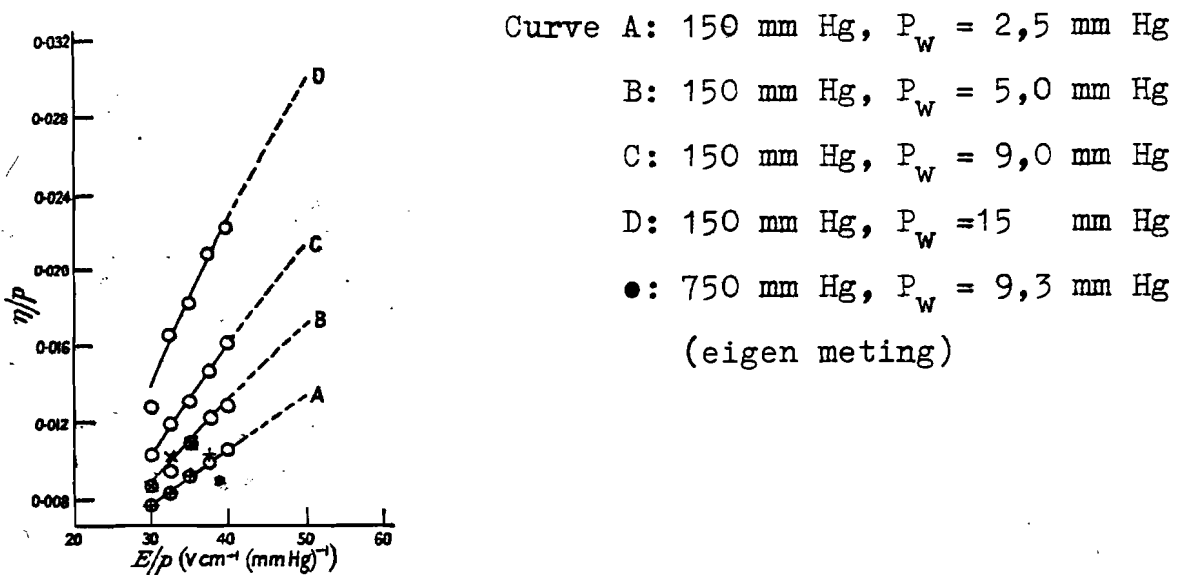
We kunnen nu aan de hand van enige literatuurwaarden controleren of dit juist is. Door Kuffel en Abdullah (Litt.III.3.) wordt opgegeven  $\alpha/p = 0,018 \text{ (cm mm Hg)}^{-1}$  bij  $E/p = 39,2 \text{ V (cm mm Hg)}^{-1}$ . Dit levert  $\alpha = 13,5 \text{ (cm)}^{-1}$ .



De attachment-coëfficiënt  $\eta$  is sterk afhankelijk van de partiële druk van de waterdamp in de lucht.

Door Prasad en Craggs (Litt.III.4) wordt  $\eta/p$  als functie van  $E/p$  voor verschillende waarden van de dampdruk gegeven.

Het resultaat uit Litt. 3.4. staat in figuur 3.8.



Figuur 3.8.  $\eta/p$  als functie van  $E/p$ .

In figuur 3.8 staat ook de door ons gemeten waarde van  $\eta/p$ . Deze is bepaald uit de meting en de ionisatie-coëfficiënt volgens Kuffel en Abdullah. We zien dus dat onze waarde goed overeenstemt met Litt.III.4.

Uit figuur 3.7 is ook te bepalen met hoeveel elektronen de lawine gestart is. Er geldt namelijk:

$$V(T_1) = \frac{1}{2} \frac{n_0 R}{T_1} \exp([\alpha - \eta] d) = 17 \cdot 10^{-3} V.$$

De faktor  $\frac{1}{2}$  is ten gevolge van de parasitaire capaciteit parallel aan de weerstand.

Hieruit volgt:

$$n_0 = \frac{2T_- V(T_-)}{eR \exp([\alpha - \eta] d)} = 5,6 \cdot 10^5.$$

Op foto 6. staat een andere meting van de spanning over de weerstand.

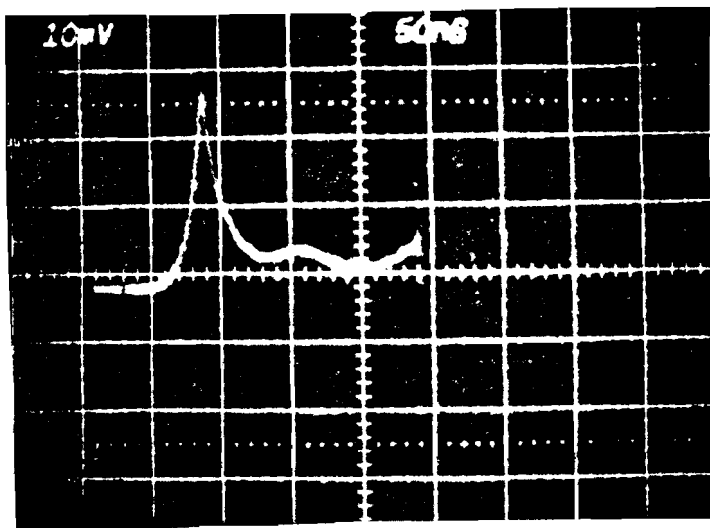


Foto 6. De spanning over de weerstand.

Dit laserschot initieerde een doorslag. Er is ook een secundaire lawine te zien.

Uit de foto kunnen we concluderen dat we te maken hebben met een streamerdoorslag en niet met een generatiedoorslag.

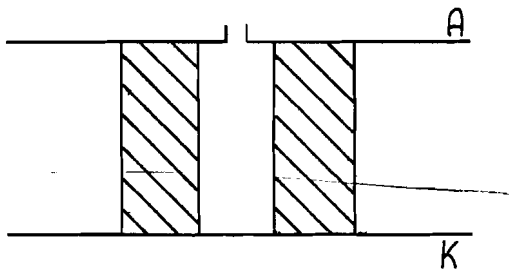
We kunnen uitrekenen hoeveel ladingdragers aanwezig waren op  $t = T_-$ . Er geldt  $V(I_-) = \frac{1}{2} \frac{en_0 R}{T_-} \exp([\alpha - \eta] d)$  waaruit volgt:

$$n_0 \exp([\alpha - \eta] d) = 4,9 \cdot 10^8.$$

Ten gevolge van de secundaire lawines komen we op ongeveer  $5 \cdot 10^8$  ladingdragers. Volgens Raether (Litt. III.5.) is dit de grens voor streamerdoorslag. Bij de meting op foto 5. komen we op  $n_0 \exp([\alpha - \eta] d) = 3 \cdot 10^8$  ladingdragers, wat te weinig is om een streamerdoorslag te veroorzaken.

### III.5. Meting van de spanningspuls met een spacer tussen de elektroden.

Tot slot zijn enige metingen uitgevoerd met een Teflon spacer tussen de elektroden. In deze spacer was een kanaal met een diameter van 3 mm. geboord. Dit kanaal werd onder het gaatje in de anode geplaatst. Zie figuur 3.9.



Figuur 3.9. De plaats van de spacer tussen de elektroden.

Op foto 7. staat de spanning ten gevolge van de beweging van de ionen. Ter vergelijking is op foto 8. de spanning zonder spacer te zien.

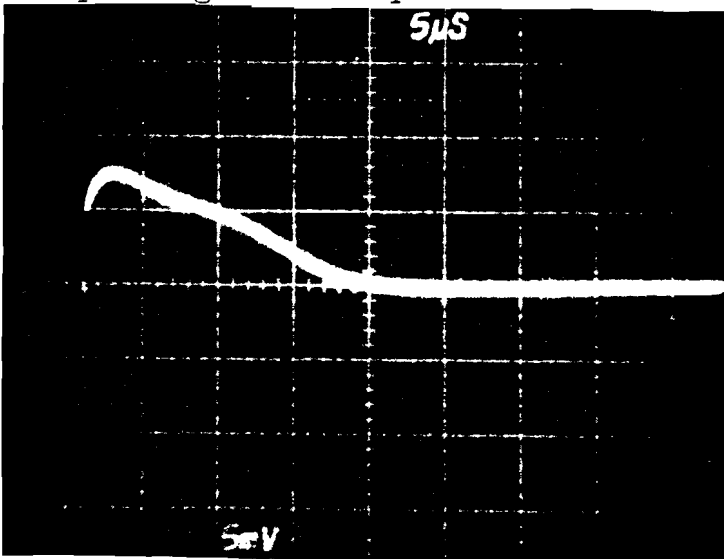


Foto 7. De spanning ten gevolge van de ionenstroom met spacer.

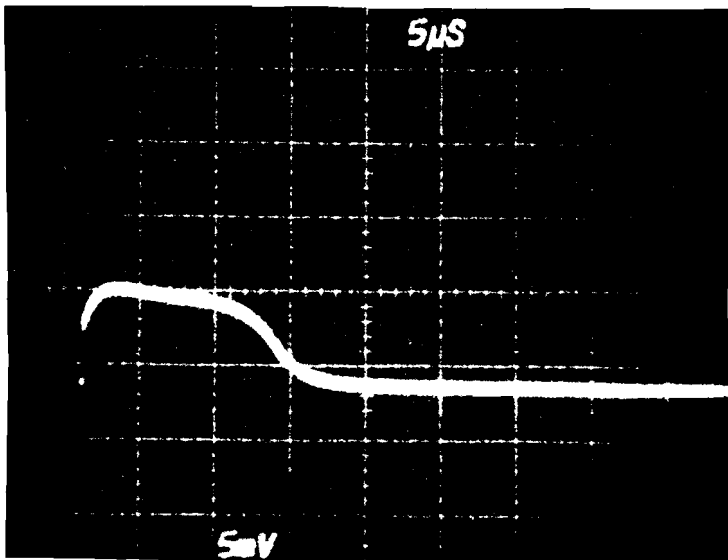
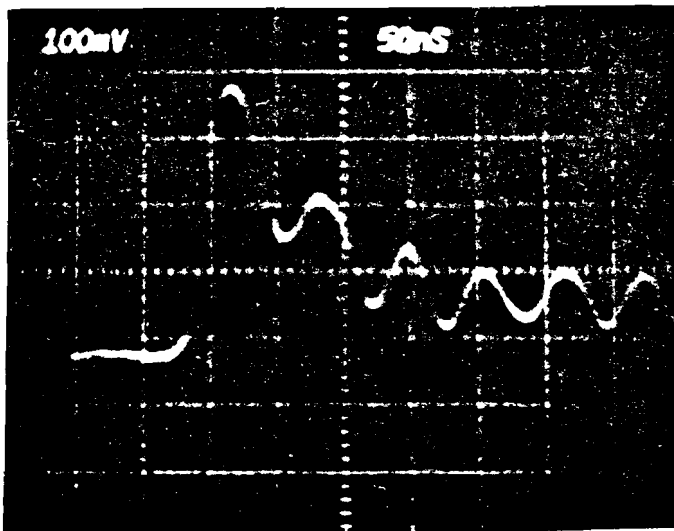


Foto 8. De spanning ten gevolge van de ionenstroom zonder spacer.

Uit de foto's blijkt dat de spacer een grote invloed heeft op de ionenstroom. Tijdens deze metingen werd het dubbel T-filter niet gebruikt, dit om te voorkomen dat dit filter de metingen zou beïnvloeden.

Het is niet met zekerheid te zeggen of de spacer ook invloed heeft op de elektronenstroom.

In Litt.III.6. rapporteren Jaksts en Cross over een invloed van een spacer op de elektronenstroom. De invloed waarover zij spreken is waarschijnlijk terug te voeren op een fout in het meetcircuit. In hun experiment werd een versterker gebruikt welke opgebouwd is rond het IC MC 1733 CL. Dit IC is ook door ons gebruikt in een versterker. Een meting met deze versterker staat in figuur 3.10.



Figuur 3.10. Meting van de spanning ten gevolge van de elektronenstroom met behulp van het IC MC 1733 CL.

Bij deze meting is geen spacer gebruikt.

We zien ook hier een aftercurrent optreden.

Bij metingen zonder de versterker meten we geen nastroom, zodat we kunnen stellen dat de nastroom door de versterker gegenereerd wordt.

#### Hoofdstuk IV. Conclusies.

Uit de metingen van de spanningen ten gevolge van de beweging van ladingdragers in de gap zonder spacer, kan het volgende geconcludeerd worden:

1. Om een spanning te meten welke goed overeenstemt met de theoretische spanning, is het noodzakelijk dat gebruik gemaakt wordt van een verdeelde meetelektrode. Hierdoor wordt ook de bandbreedte van het meetcircuit verbeterd.
2. Uit de meting van de elektronenkomponent kan de oversteektijd van de elektronen goed bepaald worden.
3. Uit de logaritmische grafiek kan dan vervolgens  $(\alpha - \eta)$  bepaald worden.
4. Bij de meting van de ionenkomponent kan niet bepaald worden wanneer voldaan wordt aan de voorwaarde  $RC = \frac{1}{(\alpha - \eta)v_+}$ , zodat de oversteektijd van de ionen niet nauwkeurig bepaald kan worden.

Uit de metingen van de spanning ten gevolge van de beweging van ladingdragers in de gap met een spacer, kan geconcludeerd worden:

1. De spacer heeft duidelijke invloed op de ionenkomponent.
2. Of de spacer ook invloed heeft op de stroom ten gevolge van de beweging van de elektronen is nog niet met zekerheid te zeggen.

3. De invloed die A. Jaksts en J.D. Cross gemeten hebben komt waarschijnlijk niet door de spacer maar door de versterker.

Uit de doorslagspanningsmeting met spacers kan geconcludeerd worden:

1. De spacers moeten vooraf ultrasoon gereinigd worden in bijvoorbeeld ethanol.
2. Teflon is goed te gebruiken voor de toekomstige metingen.
3. Om andere materialen zoals P.V.C. en Perspex te kunnen gebruiken, moeten we er voor zorgen dat de eindvlakken van de spacer zeer vlak zijn en goed parallel.

4. Giethars is niet zonder meer te gebruiken omdat de doorslagspanning na enige doorslagen te laag wordt. Gesteld kan worden dat het meetcircuit goed voldoet en dat de beveiliging door middel van de dioden afdoende is. Dit laatste geldt misschien niet meer als de opstelling in het drukvat geplaatst is omdat dan bij hogere spanningen gemeten kan worden. Wanneer er dan een doorslag optreedt moet er meer energie verdwijnen via de gap. De stromen door de dioden worden dan groter waardoor de dioden stuk kunnen gaan.

Appendix I.

## A. Bepaling van de spanningen ten gevolge van de individuele stromen.

In paragraaf I.2. hebben we gezien dat we niet kunnen stellen  $V(t) = RI(t)$ , omdat parallel aan de weerstand een parasitaire capaciteit staat. In formule (15) staat de differentiaalvergelijking waaruit  $V(t)$  bepaald kan worden. Om deze op te lossen kunnen we Laplace transformatie toepassen. We voeren hiertoe enige funkties in die de Laplace getransformeerden van de stromen en de spanning zijn.

$$I'_-(s) = L\{I_-(t)\}$$

$$I'_+(s) = L\{I_+(t)\}$$

$$I'_n(s) = L\{I_n(t)\}$$

$$V'(s) = L\{V(t)\}$$

Er geldt:

$$sV'(s) - V(0) + \frac{1}{RC}V'(s) = \frac{1}{C}I'(s) \text{ dus}$$

$$V'(s) = \frac{\frac{1}{C}I'(s) + V(0)}{s + 1/RC} \quad (A1)$$

We mogen nu de verschillende stroomcomponenten invullen in formule (A1) en krijgen dan drie componenten van de spanning.

1) De spanning ten gevolge van de elektronencomponent.

Wanneer we de stroom uit formule (13) en (14) trans-



formeren krijgen we de volgende uitdrukkingen:

$$0 \leq t \leq T_- \quad I'_-(s) = \frac{en_o}{T_-} \frac{1}{s - (\alpha - \eta)v_-}$$

$$t > T_- \quad I'_-(s) = 0$$

Dit levert voor  $V'(s)$ :

$$V'(s) = \frac{en_o}{T_- C} \frac{1}{(s + 1/RC)(s - (\alpha - \eta)v_-)} \text{ omdat } V(0) \text{ nul is.}$$

Na breuksplitsen en terugtransformeren krijgen we:

$$V(t) = \frac{en_o R}{T_- (1 + (\alpha - \eta)v_- RC)} (\exp([\alpha - \eta]v_- t) - \exp(-t/RC)) \quad (A2)$$

Voor  $t \geq T_-$  voeren we een nieuwe grootheid in:

$t^*$  waarvoor geldt  $t^* = t - T_-$ . Op  $t^*$  geldt:

$$V(t^*) = \frac{en_o R}{T_- (1 + (\alpha - \eta)v_- RC)} (\exp([\alpha - \eta]v_- t^*) - \exp(-t^*/RC)) \quad (A3)$$

De oplossing van (A1) wordt nu:

$$V'(s) = \frac{V(t^*)}{s + 1/RC} \text{ omdat } I'_-(s) \text{ nul is.}$$

De oplossing in het tijddomein wordt dus:

$$V(t^*) = V(t^*) \exp(-t^*/RC) \quad (A4)$$

2) De spanning ten gevolge van de positieve ionenkomponent.

In de formule  $I_+(t)$  van (13) stellen we nu dat  $v_- \gg v^*$

zodat geschreven kan worden:

$$I_+(t) = \frac{en_o}{T_+} \frac{\alpha}{\alpha - \eta} (\exp([\alpha - \eta]v_- t) - 1)$$

Als einduitkomst voor  $V(t)$  vinden we nu

$$V(t) = \frac{en_o R \alpha}{T_+ (\alpha - \eta)} \left( \frac{1}{1 + (\alpha - \eta)v_- RC} \left\{ \exp([\alpha - \eta]v_- t) - \exp(-t/RC) \right\} \right) +$$

$$+ \frac{en_o R \alpha}{T_+ (\alpha - \eta)} (\exp(-t/RC) - 1) \quad (A5)$$

Om de spanning  $V(t)$  gedurende het tijdinterval

$T_- \leq t < T^*$  te berekenen verschuiven we de tijdas volgens

$$t^* = t - T_-.$$

De Laplace getransformeerde van de stroom wordt dan:

$$I_+^*(s) = \frac{en_0 \alpha}{T_+(\alpha - \eta)} \left( \frac{\exp([\alpha - \eta] d)}{s} - \frac{1}{s - (\alpha - \eta) v^*} \right)$$

Met behulp van formule (16) vinden we dan de oplossing.

We moeten nu wel rekening houden met  $V(0^*)$ .

Deze waarde vinden we door in (A5)  $t = T_-$  in te vullen.

Wanneer we nu (A1) toepassen en daarna terugtransformeren

naar het tijddomein vinden we:

$$V(t^*) = \frac{en_0 R \alpha}{T_+(\alpha - \eta)} \left\{ \exp([\alpha - \eta] d) (1 - \exp(-t^*/RC)) - \frac{1}{1 + (\alpha - \eta) v^* RC} \cdot \left[ \exp([\alpha - \eta] v^* t^*) - \exp(-t^*/RC) \right] + \exp(-t^*/RC) \cdot \left[ \exp(-T_-/RC) - 1 + \frac{1}{1 + (\alpha - \eta) v_- RC} (\exp([\alpha - \eta] d) - \exp(-T_-/RC)) \right] \right\} \quad (A6)$$

Vullen we nu  $t^* = T^* - T_-$  in dan zien we dat de spanning

$V(t^*)$  nog niet nul is. De stroom is echter wel nul,

zodat we voor het tijdinterval  $t \geq T^*$  (A1) opnieuw toe

moeten passen.

Hiertoe voeren we een nieuwe tijdvariabele in  $t^{**} = t - T^*$

zodat voor  $t \geq T^*$  geldt:

$$V(t^{**}) = V(0^{**}) \exp(-t^{**}/RC) \quad (A7)$$

Waarbij  $V(0^{**})$  gevonden wordt door in (A6)  $t^* = T^* - T_-$

in te vullen.

3) De spanning ten gevolge van de negatieve ionen-

komponent.

Voor  $0 \leq t \leq T_-$  geldt formulè (13).

Toepassen van de Laplace transformatie levert:

$$I'_n(s) = \frac{en_o \eta}{T_n(\alpha - \eta)} \left( \frac{1}{s - (\alpha - \eta)v_-} - \frac{1}{s} \right)$$

Dit ingevuld in (A1) levert na terugtransformatie:

$$V(t) = \frac{en_o R \eta}{T_n(\alpha - \eta)} \left\{ \frac{1}{1 + (\alpha - \eta)v_- RC} (\exp([\alpha - \eta]v_- t) - \exp(-t/RC)) - 1 + \exp(-t/RC) \right\} \quad (A8)$$

Om een uitdrukking te vinden voor de spanning gedurende

het tijdinterval  $T_- \leq t \leq T_n$  voeren we weer een nieuwe

variabele in  $t^* = t - T_-$ . Er geldt dan:

$$I_n(t^*) = \frac{en_o \eta}{T_n(\alpha - \eta)} (\exp([\alpha - \eta]d) \exp(-[\alpha - \eta]v_n^* t^*) - 1)$$

We kunnen nu de Laplace transformatie toepassen en formule

(A1) toepassen. Hierbij moeten we wel rekening houden

met  $V(0^*)$ .

Deze spanning vinden we door in (A8)  $t = T_-$  in te vullen.

Het eindresultaat wordt:

$$V(t^*) = \frac{en_o R \eta}{T_n(\alpha - \eta)} \left\{ \frac{\exp([\alpha - \eta]d)}{1 - (\alpha - \eta)v_n^* RC} (\exp(-[\alpha - \eta]v_n^* t^*) - \exp(-t^*/RC)) - 1 + \exp(-t^*/RC) + \exp(-t^*/RC) [\exp(-T_-/RC) - 1 + \frac{1}{1 + (\alpha - \eta)v_- RC} (\exp([\alpha - \eta]d) - \exp(-T_-/RC))] \right\} \quad (A9)$$

Deze uitkomst is niet altijd geldig, namelijk wanneer geldt:

$(\alpha - \eta)v_n^* = 1/RC$  dan wordt  $V'(s)$

$$V'(s) = \frac{en_o \eta}{T_n C(\alpha - \eta)} \left\{ \frac{\exp([\alpha - \eta]d)}{(s + (\alpha - \eta)v_n^*)^2} - \frac{1}{s(s + (\alpha - \eta)v_n^*)} \right\} + \frac{V(0^*)}{s + (\alpha - \eta)v_n^*}$$

Dit levert:

$$V(t^*) = \frac{en_0\eta}{T_n C(\alpha - \eta)} \left\{ \exp([\alpha - \eta]d) \cdot t^* \exp(-[\alpha - \eta]v_n^* t^*) - RC(1 - \exp(-[\alpha - \eta]v_n^* t^*)) + RC \exp(-[\alpha - \eta]v_n^* t^*) \left[ \frac{1}{1 + v_- / v_n} (\exp([\alpha - \eta]d) - \exp(-[\alpha - \eta]v_n^* T_-)) - 1 + \exp(-[\alpha - \eta]v_n^* T_-) \right] \right\} \quad (A10)$$

Op  $t = T_n$  is de stroom  $I_n(t)$  nul geworden. De spanning  $V(t)$  nog niet. Voor het tijdinterval  $t \gg T_n$  kunnen we schrijven

$$V(t^{**}) = V(0^{**}) \exp(-t^{**}/RC) \quad (A11)$$

Hierbij geldt  $t^{**} = t - T_n$ . We vinden  $V(0^{**})$  door  $t^* = T_n - T_-$  in te vullen in (A9) of (A10) afhankelijk van de waarde van  $RC$ .

## B. Berekening van de totale spanning.

We hebben nu de spanning  $V(t)$  gevonden ten gevolge van de afzonderlijke stroomcomponenten. We meten echter altijd de som van deze afzonderlijke spanningen. In deze paragraaf worden de formules die hierboven afgeleid zijn opgeteld. We bekijken echter alleen enkele speciale waarden van  $RC$  die van belang zijn voor de metingen. Namelijk

$$1. RC = \frac{1}{(\alpha - \eta)v_-} \text{ en } 2. RC = \frac{1}{(\alpha - \eta)v_+}.$$

Er geldt  $v_- \gg v^* \approx v_+$  en  $v_- \gg v_n^* \approx v_n$ . Dit komt omdat de elektronen veel gemakkelijker weer op snelheid komen tussen de botsingen met de gasmoleculen. Er wordt nu ook nog aangenomen dat  $(\alpha - \eta)d \gg 0$ . Dit mogen we veronderstellen omdat er voor het verkrijgen van een goed meetbare spanning

een redelijk hoge "gasversterking" nodig is. Dit wil zeggen dat  $\exp([\alpha - \eta]d)$  veel groter dan 1 moet zijn.

$$1. RC = \frac{1}{(\alpha - \eta)v_-}$$

Formule (A2) wordt nu:

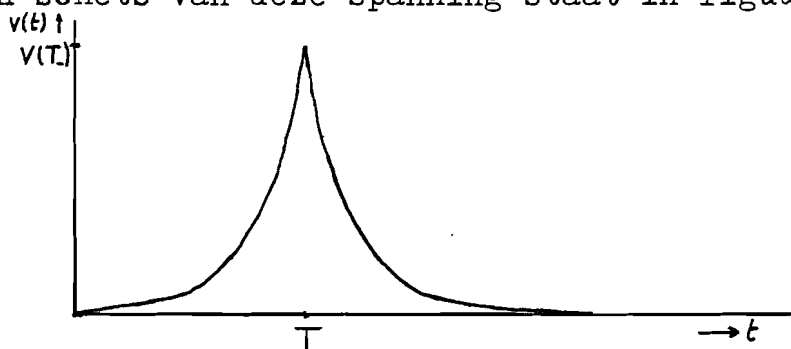
$$V(t) = \frac{en_0 R}{2T_-} (\exp([\alpha - \eta]v_- t) - \exp(-[\alpha - \eta]v_- t)). \text{ Dit kan voor } t > 0 \text{ benaderd worden door}$$

$$V(t) = \frac{en_0 R}{2T_-} \exp([\alpha - \eta]v_- t) \quad (A12)$$

Voor formule (A4) kan nu geschreven worden:

$$V(t^*) = \frac{en_0 R}{2T_-} \exp([\alpha - \eta]d) \exp(-[\alpha - \eta]v_- t^*) \text{ met } t^* = t - T_- \quad (A13)$$

Een schets van deze spanning staat in figuur A.1.



Figuur A.1. De spanning ten gevolge van de elektronen-

komponent met  $RC = \frac{1}{(\alpha - \eta)v_-}$ .

Uit formule (A5) volgt:

$$V(t) = \frac{en_0 R \alpha}{T_+ (\alpha - \eta)} \left\{ \frac{1}{2} (\exp([\alpha - \eta]v_- t) - \exp(-[\alpha - \eta]v_- t)) - 1 + \exp(-[\alpha - \eta]v_- t) \right\} \text{ wat benaderd kan worden door:}$$

$$V(t) = \frac{en_0 R \alpha}{2T_+ (\alpha - \eta)} \exp([\alpha - \eta]v_- t) \quad (A14)$$

Voor formule (A6) kan geschreven worden:

$$V(t^*) = \frac{en_0 R \alpha}{T_+ (\alpha - \eta)} \left\{ \exp([\alpha - \eta]d) (1 - \exp(-[\alpha - \eta]v_- t^*)) - \frac{1}{1 + v^*/v_-} [\exp([\alpha - \eta]v^* t^*) - \exp(-[\alpha - \eta]v_- t^*)] + \exp(-[\alpha - \eta]v_- t^*) \frac{1}{2} \exp([\alpha - \eta]d) \right\}$$

Dit kan vereenvoudigd worden tot.

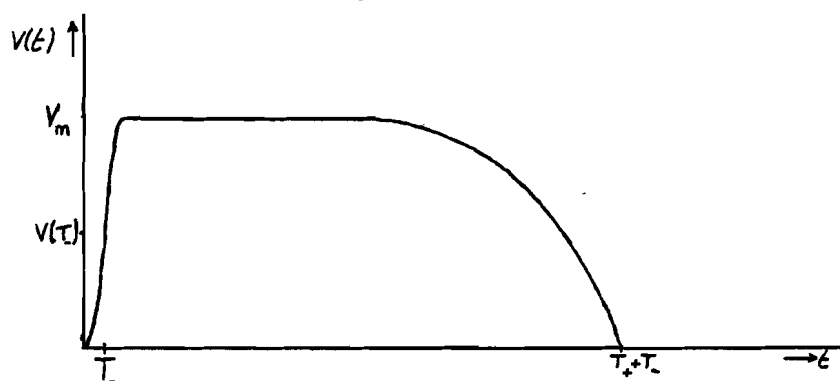
$$V(t^{\#}) = \frac{en_o R \alpha'}{T_+ (\alpha - \eta)} \left\{ \exp([\alpha - \eta]d) (1 - \frac{1}{2} \exp(-[\alpha - \eta]v_- t^{\#})) - \exp([\alpha - \eta]v_-^{\#} t^{\#}) \right\} \quad (A15)$$

Op  $t = T^{\#}$  is  $V(t^{\#})$  ongeveer nul zodat voor formule (A7)

geldt:

$$V(t^{\#\#}) = 0.$$

Deze spanningen zijn geschetst in figuur A.2.



Figuur A.2. De spanning ten gevolge van de positieve

$$\text{ionenkomponent met } RC = \frac{1}{(\alpha - \eta)v_-}.$$

Uit formule (A8) volgt:

$$V(t) = \frac{en_o R \eta}{T_n (\alpha - \eta)} \left\{ \frac{1}{2} \left[ \exp([\alpha - \eta]v_- t) - \exp(-[\alpha - \eta]v_- t) \right] - 1 + \exp(-[\alpha - \eta]v_- t) \right\}$$

wat benaderd kan worden door:

$$V(t) = \frac{en_o R \eta}{T_n (\alpha - \eta)} \frac{1}{2} \exp([\alpha - \eta]v_- t) \quad (A16)$$

Voor de spanning voor  $t > T_+$  kunnen we formule (A9) toe-

passen omdat  $(\alpha - \eta)v_n^{\#} \neq 1/RC$ .

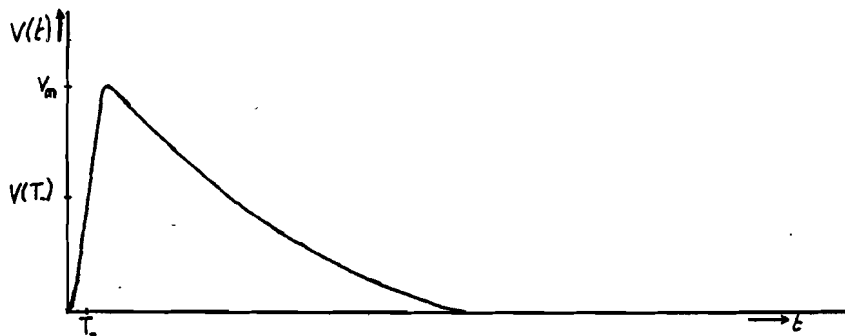
$$V(t^{\#}) = \frac{en_o R \eta}{T_n (\alpha - \eta)} \left\{ \frac{\exp([\alpha - \eta]d)}{1 - v_n^{\#}/v_-} \left[ \exp(-[\alpha - \eta]v_n^{\#} t^{\#}) - \exp(-[\alpha - \eta]v_- t^{\#}) \right] - 1 + \exp(-[\alpha - \eta]v_- t^{\#}) + \frac{1}{2} \exp(-[\alpha - \eta]v_- t^{\#}) \exp([\alpha - \eta]d) \right\}$$

Dit kan benaderd worden door:

$$V(t^*) = \frac{en_0 R \eta}{T_n (\alpha - \eta)} \left\{ \exp([\alpha - \eta] d) \left( \exp(-[\alpha - \eta] v_n^* t^*) - \frac{1}{2} \exp(-[\alpha - \eta] v_- t^*) \right) - 1 \right\} \quad (A17)$$

Voor formule (A11) kunnen we weer stellen dat  $V(0^{**})$  ongeveer nul is.

Deze spanningen staan geschetst in figuur A.3.



Figuur A.3. De spanning ten gevolge van de negatieve ionenkomponent met  $RC = \frac{1}{(\alpha - \eta) v_-}$ .

De totale spanning wordt nu voor  $0 \leq t \leq T_-$ :

$$V(t) = \frac{en_0 R}{2} \exp([\alpha - \eta] v_- t) \left\{ \frac{1}{T_-} + \frac{\alpha}{T_+ (\alpha - \eta)} + \frac{\eta}{T_n (\alpha - \eta)} \right\} \quad (A18)$$

Aangezien geldt  $T_- \ll T_+$  en  $T_- \ll T_n$  kunnen we dit benaderen door (A12). We meten dus alleen de elektronenkomponent.

Dit geldt ook voor  $t > T_-$  omdat de som van de twee ionenkomponenten veel kleiner is dan de top van de spanning op  $t = T_-$ .

$$2. RC = \frac{1}{(\alpha - \eta) v_+}$$

Nu geldt voor formule (A2)

$$V(t) = \frac{en_0 R}{T_- (1 + v_- / v_+)} (\exp([\alpha - \eta] v_- t) - 1) \text{ wat benaderd kan}$$

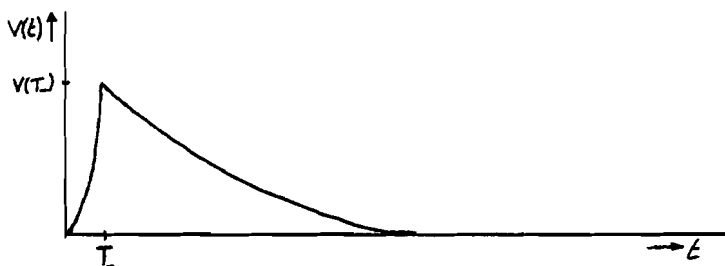
worden door:

$$V(t) = \frac{en_0 R v_+}{d} (\exp([\alpha - \eta] v_- t) - 1) \quad (A19)$$

Uit formule (A4) volgt nu:

$$V(t^{\#}) = \frac{en_0 R v_+}{d} \exp([\alpha - \eta] d) \exp(-[\alpha - \eta] v_+ t^{\#}) \quad (A20)$$

Deze spanning staat geschetst in figuur A.4.



Figuur A.4. De spanning ten gevolge van de elektronenkomponent, met  $RC = \frac{1}{(\alpha - \eta) v_+}$ .

Uit formule (A5) volgt:

$$V(t) = \frac{en_0 R \alpha}{T_+ (\alpha - \eta)} \left\{ \frac{1}{1 + v_- / v_+} \left[ \exp([\alpha - \eta] v_- t) - \exp(-[\alpha - \eta] v_+ t) \right] - 1 + \exp(-[\alpha - \eta] v_+ t) \right\}$$

wat benaderd kan worden door:

$$V(t) = \frac{en_0 R v_+ \alpha}{T_+ (\alpha - \eta) v_-} (\exp([\alpha - \eta] v_- t) - 1) \quad (A21)$$

Formule (A6) kan benaderd worden door:

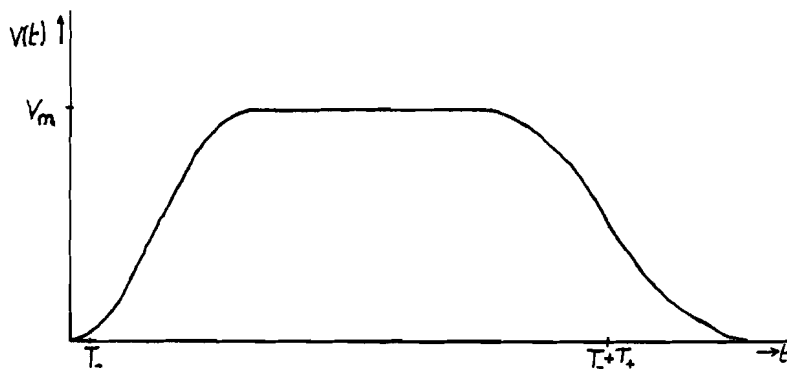
$$V(t^{\#}) = \frac{en_0 R \alpha}{T_+ (\alpha - \eta)} \left\{ \exp([\alpha - \eta] d) (1 - \exp(-[\alpha - \eta] v_+ t^{\#})) - \frac{1}{2} \exp([\alpha - \eta] v_+ t^{\#}) \right\} \quad (A22)$$

En voor formule (A7) kan geschreven worden:

$$V(t^{\#\#}) = \frac{en_0 R \alpha}{T_+ (\alpha - \eta)} \frac{1}{2} \exp([\alpha - \eta] d) \exp(-[\alpha - \eta] v_+ t^{\#\#}) \quad (A23)$$

Deze spanningen staan geschetst in figuur A.5.





Figuur A.5. De spanning ten gevolge van de positieve ionenkomponent met  $RC = \frac{1}{(\alpha - \eta)v_+}$ .

Uit formule (A8) volgt:

$$V(t) = \frac{en_0 R \eta}{T_n (\alpha - \eta)} \left\{ \frac{1}{1 + v_- / v_+} (\exp([\alpha - \eta] v_- t) - \exp(-[\alpha - \eta] v_+ t)) - 1 + \exp(-[\alpha - \eta] v_+ t) \right\}$$

Dit kan benaderd worden door: \_\_\_\_\_

$$V(t) = \frac{en_0 R v_+ \eta}{v_- T_n (\alpha - \eta)} (\exp([\alpha - \eta] v_- t) - 1) \quad (A24)$$

Voor het berekenen van de spanning in het tijdinterval  $T_- < t < T_n$  moeten we nu drie gevallen onderscheiden:

$$v_n^* < v_+.$$

Formule (A9) is nu van toepassing en kan benaderd worden

door:

$$V(t^*) = \frac{en_0 R \eta}{T_n (\alpha - \eta)} \left\{ \frac{v_+}{v_+ - v_n^*} \exp([\alpha - \eta] d) \left[ \exp(-[\alpha - \eta] v_n^* t^*) - \exp(-[\alpha - \eta] v_+ t^*) \right] \right\} \quad (A25)$$

$$v_n^* > v_+.$$

Ook nu geldt formule (A9) welke benaderd kan worden door:

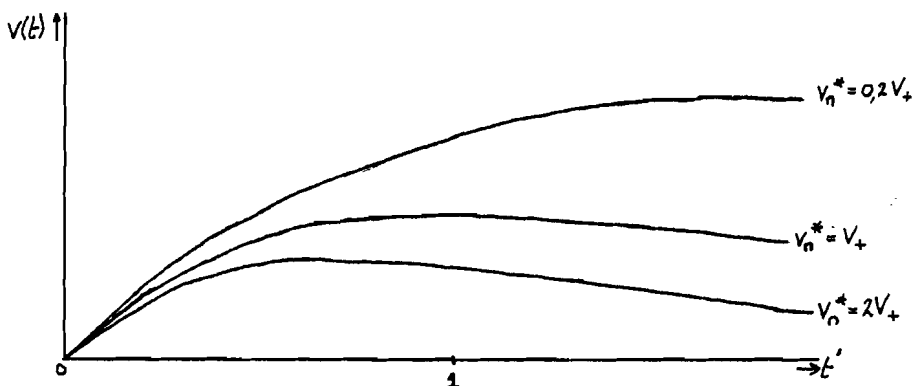
$$V(t^*) = \frac{en_0 R \eta}{T_n (\alpha - \eta)} \left\{ \frac{v_+}{v_n^* - v_+} \exp([\alpha - \eta] d) \left[ \exp(-[\alpha - \eta] v_+ t^*) - \exp(-[\alpha - \eta] v_n^* t^*) \right] \right\} \quad (A25a)$$

$$v_n^* = v_+.$$

Nu geldt formule (A10). Deze kan benaderd worden door:

$$V(t^{\#}) = \frac{en_0\eta}{T_n(\alpha-\eta)C} \exp([\alpha-\eta]d) \cdot t^{\#} \cdot \exp(-[\alpha-\eta]v_n^{\#}t^{\#}) \quad (A25b)$$

In figuur A.6. staan de formules (A25), (A25a) en (A25b) geschetst voor enige waarden van  $v_n^{\#}$  ten opzichte van  $v_+$ . Hierbij is een nieuwe dimensieloze variabele ingevoerd volgens  $t' = (\alpha-\eta)v_+t^{\#}$ .



Figuur A.6. De spanning ten gevolge van de negatieve ionenkomponent, met  $RC = \frac{1}{(\alpha-\eta)v_+}$ .

We kunnen nu de benaderde spanningen optellen:

Voor  $0 \leq t \leq T_-$

$$V(t) = en_0R \left\{ \exp([\alpha-\eta]v_+t) - 1 \right\} \left( \frac{v_+}{d} + \frac{v_+^{\alpha}}{T_+v_-(\alpha-\eta)} + \frac{v_+^{\eta}}{T_nv_-(\alpha-\eta)} \right) \quad (A26)$$

en voor  $T_- \leq t \leq T_n$

$$V(t^{\#}) = en_0R \left\{ \exp([\alpha-\eta]d) \left[ \frac{v_+}{v_-T_-} \exp(-[\alpha-\eta]v_+t^{\#}) + \frac{\alpha}{T_+(\alpha-\eta)} \cdot (1 - \exp(-[\alpha-\eta]v_+t^{\#})) + \frac{v_+\eta}{T_n(v_n^{\#}-v_+)(\alpha-\eta)} \cdot (\exp(-[\alpha-\eta]v_+t^{\#}) - \exp(-[\alpha-\eta]v_n^{\#}t^{\#})) \right] - \frac{\alpha}{2T_+(\alpha-\eta)} \exp([\alpha-\eta]v_+t^{\#}) \right\} \quad (A27)$$

Deze formule geldt wanneer  $v_n^{\#}$  groter is dan  $v_+$  en heeft een vorm volgens figuur A.7.



Figuur A.7. De totale spanning over de weerstand met  $RC = \frac{1}{(\alpha - \eta)v_+}$ .

Wanneer geen attachment optreedt worden formule (A26) en (A27) veel eenvoudiger.

$$0 \leq t \leq T_-$$

$$V(t) = en_0 R (\exp(\alpha v_- t) - 1) \left( \frac{v_+}{v_- T_-} + \frac{v_+}{v_- T_+} \right).$$

Omdat  $T_+ \gg T_-$  kan deze formule nog verder vereenvoudigd

worden tot:

$$V(t) = \frac{en_0 R}{T_+} (\exp(\alpha v_- t) - 1)$$

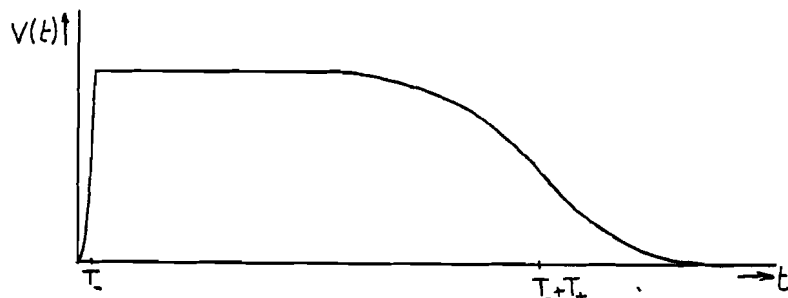
$$T_- \leq t \leq T_+$$

$$V(t^*) = en_0 R \exp(\alpha d) \left\{ \frac{1}{T_+} + \frac{v_+}{v_- T_-} \exp(-\alpha v_+ t^*) - \frac{1}{T_+} \exp(-\alpha v_+ t^*) - \frac{1}{2T_+} \exp(\alpha v^* t^*) \right\}.$$

Deze formule kan verder uitgewerkt worden en wordt dan:

$$V(t^*) = \frac{en_0 R}{T_+} (\exp(\alpha d) - \frac{1}{2} \exp(\alpha v^* t^*)).$$

De vorm van deze spanning staat geschetst in figuur A8.



Figuur A8. De spanning over de weerstand als geen attachment optreedt, met  $RC = \frac{1}{\alpha v_+}$ .

We kunnen nu het volgende concluderen:

Als  $RC = \frac{1}{(\alpha-\eta)v_-}$  wordt de spanning over de weerstand vooral bepaald door de stroomkomponent ten gevolge van de elektronen, terwijl voor  $RC = \frac{1}{(\alpha-\eta)v_+}$  de spanning vooral bepaald wordt door de stroomcomponenten ten gevolge van de ionen.

Er moet nog wel opgemerkt worden dat er geen rekening is gehouden met eventuele secundaire lawines.

Litteratuurlijst.

Litt.

- O.1. The influence of a solid spacer on the temporal development of laser initiated prebreakdown current in air at atmospheric pressure.  
A. Jaksts, J.D. Cross. I.E.E.E. Int. Symp. on Electrical Insulation. 1978.
- O.2. Electron avalanche and breakdown in gases.  
H. Raether. Hoofdstuk 2. Butterworth London 1964.
- I.1. Electron avalanche and breakdown in gases.  
H. Raether. Hoofdstuk 2. Butterworth London 1964.
- I.2. Berekening van een elektronlawine waarin nalevering door fotoemissie is verdisconteerd.  
H.F.A. Verhaart. Intern rapport vakgroep EHO. Februari 1980.
- I.3. Electron avalanche and breakdown in gases.  
H. Raether. Hoofdstuk 4. Butterworth London 1964.
- I.4. Currents induced by electron motion.  
S. Ramo. Proceedings of the I.R.E. September 1939.
- I.5. Avalanche pulses in nitrogen and air.  
D.T. Blair, J. McNaull, D.J. Tedford and F.M. Bruce. 5th. Int. Conf. on Ionisation Phenomena in Gases. Munich 1961. Vol I blz. 162.

## Litt.

- II.1. The effect of an anode hole on measurements of Townsend's  $\alpha$ .  
J.S. Pearson and J.A. Harrison. Brit. J. Appl. Phys. (J. Phys. D.) 1969 ser. 2 vol 2.
- II.2. Electron avalanche and breakdown in gases.  
H. Raether. Hoofdstuk 2. Butterworth London 1964.
- II.3. Relation between an atomic electronegativity scale and the work function.  
H.B. Michaelson. IBM. J. Development. Vol 22. Jan 1978.
- II.4. Electron work function of the elements.  
Handbook of chemistry and physics 57<sup>th</sup> edition 1976-1977.
- II.5. Work function and secondary emission.  
American institute of physics handbook second edition.
- II.6. Compact high power TEA N<sub>2</sub>-laser.  
B.S. Patel. Rev. Sci. Instrum. 49 (9) Sept. 1978.
- II.7. Meting pulsduur N<sub>2</sub>-laser.  
H.F.A. Verhaart April 1980.
- III.1. Avalanche pulses in nitrogen and air.  
D.T. Blair, J. McNaull, D.J. Tedford and F.M. Bruce.  
5th Int. Conf. on Ionisation Phenomena in Gases.  
Munich 1961. Vol I blz. 162.
- III.2. Conduction of Electricity through Gases.  
J.J. Thomson, G.P. Thomson. Vol I. blz. 123  
Dover Publicatios New York 1969.
- III.3. High Voltage Engineering.  
E. Kuffel, M. Abdullah. Pergamon Press 1978.

Litt.

III.4. Measurement of ionization and attachment coefficients in humid air in uniform fields and the mechanism of breakdown.

A.N. Prasad, J.D. Craggs. Proc. Phys. Soc. 76(1960).  
Blz. 223.

III.5. Electron avalanche and breakdown in gases.

H. Raether. Hoofdstuk 5. Butterworth London 1964.

III.6. The influence of a solid spacer on the temporal development of laser initiated prebreakdown current in air at atmospheric pressure.

A. Jaksts, J.D. Cross. I.E.E.E. Int. Symp. on  
Electrical Insulation. 1978.