

MASTER

Elektronendichtheden in lopende striaties bepaald met een microgolfinterferometer

Castelijns, J.A.A.

Award date:
1968

[Link to publication](#)

Disclaimer

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

General rights

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

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

Take down policy

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

**ELEKTRONENDICHTHEDEN IN LOPENDE STRIATIES BEPAALD MET EEN
MICROGOLFINTERFEROMETER.**

Samenvatting

Uit de fasedraaiing van een 3 cm golf, bij het passeren van het ontladingsplasma van een gestrieerde zuil in neon, is de elektronendichtheid als functie van de plaats in de striatie bepaald. Het oplossend vermogen wat de plaats betreft is geoptimaliseerd door ter plaatse van de ontlading de hoogte van de gebruikte golfpijp tot 2 mm te verkleinen. De gevonden resultaten worden vergeleken met de door van Deursen met behulp van een Langmuirsonde gemeten elektronendichtheden.

Afstudeerverslag van J.A.A.Castelijns
Technische Hogeschool Eindhoven, afdeling
Technische Natuurkunde, sectie atoomfysica
maart 1968.

Inhoud:

1. Inleiding
2. De interferometer
- 2.1 Algemeen
- 2.2 Het oplossend vermogen
- 2.3 Fasedraaiing en verzwakking
3. Een fasedraaiier voor kleine faseveranderingen
- 3.1 Algemeen
- 3.2 Microgolfmetingen aan de stikstofontlading.
- 3.3 Sondemetingen aan de stikstofontlading.
4. Metingen aan de neon-ontlading.

ELEKTRONENCONCENTRATIES IN LOPENDE STRIATIES BEPAALD MET BEHULP VAN EEN MICROGOLFINTERFEROMETER.

I. Inleiding.

Elektronenconcentraties in een ontladingsplasma kunnen onder andere bepaald worden uit de stroom-spanningskarakteristiek van de Langmuir-sonde [1], de verstemming van een trilholte door het ontladingsplasma [2] en de fasedraaiing van de microgolf bij het passeren van het plasma [3]. De Langmuir-sondemetingen kunnen alleen gedaan worden aan lage druk ontladingen. Voor gasdrukken groter dan ongeveer 3 torr (0°C) wordt in het algemeen niet meer voldaan aan de door Langmuir gestelde eis dat de vrije weglengte van de elektronen groter is dan de afmeting van de laag rond de sonde waarbinnen het plasma door de sondepotentiaal ten opzichte van het plasma is verstoord. Deze afmeting moet bovendien klein zijn in vergelijking tot de afmetingen van het gedeelte van het plasma dat men wil bestuderen. Microgolfmetingen zijn in principe ook bij hogere gasdrukken toepasbaar. Hier moeten we er voor zorgen dat door de absorptie van de elektromagnetische golven het plasma niet ontoelaatbaar wordt verstoord. De methoden (uitzonderingen daargelaten) zijn zowel bruikbaar voor continu brandende ontladingen als voor ontladingen die in de tijd al of niet periodiek variëren.

Voor ons van interesse zijn de elektronendichtheden in de gestrieerde positieve zuil. Gentle [4] heeft de elektronendichtheden in een stilstaande striatie bepaald met behulp van een interferometer voor 2 cm golven. De stroomsterkte varieerde van 100 tot 400 mA, bij een buisdiameter van 10 mm inwendig en een

druk van 5 torr. (0°C) . Sodomsy [5] bestudeerde lopende striaties bij een stroomsterkte van 270 mA, een buisdiameter van 21 mm inwendig en een druk van 0,5 torr (0°C) in neon - door de ontlading in een golfpijp te brengen en het staandegolfpatroon van de microgolven te bepalen. Pupp [6] bepaalde elektronendichtheden in striaties met behulp van sonden. Hiertoe mat hij de sondestroom bij het passeren van een striatie voor een reeks waarden van de vaste sondepotentiaal. Uit de verkregen curven kunnen de Langmuirkarakteristieken bepaald worden voor verschillende plaatsen in een striatie. Garseadden en Bletzinger [7] lieten de sonde spanning binnen 1μ sec. het gewenste spanningsgebied doorlopen. Deze tijd is veel kleiner dan de tijd die een striatie nodig heeft om de sonde te passeren. Een derde methode toegepast door Woolsey en Gray [8] is een verfijning van de methode van Pupp. Op de sonde werd een wisselspanning gezet met een veel kleinere frequentie dan de striatiefrequentie. De sondestroom werd op een oscilloscoop geschreven. De Langmuirkarakteristieken kan men nu eenvoudig bepalen door punten van gelijke fase in de striatiegolf op te zoeken. De interpretatie van de sondekaracteristieken is vooralsnog niet eenvoudig, bovendien blijkt dat de lichtemissie in de buurt van de sonde wel eens merkbaar verstoord wordt. [4] Vergelijkende metingen van elektronendichtheden met behulp van microgolven (trilholte) en Langmuirsonden zijn gedaan door Sicha, Gajdusek en Veprek [9] aan een striatievrije neonzuil (druk 1,8 torr (0°C)) bij stroomsterkten van 2 tot 6 mA en een buisdiameter van 18 mm inwendig. De uitkomsten variëren een factor 2 tot 5 . De verschillen worden waarschijnlijk veroorzaakt doordat de sondemetingen niet juist werden geïnterpreteerd [9] . Bij deze microgolfmetingen is gebruik gemaakt van een torusvormige trilholte die, vergeleken met een cilindervormige, het voordeel heeft een kleiner interactiegebied te hebben van het hoogfrequent veld met het plasma. Hierdoor verkrijgt Sicha een hoger oplossend vermogen van de elektronendichtheid als functie van de plaats in de striatie. Eveneens is deze trilholte door Sicha [10] en Heymann [11] gebruikt om de elektronendichtheden in lopende en stilstaande striaties van de positieve zuil van een

glimontlading te bepalen. Een nadeel van de trilholte is dat de verstemming van de trilholte bepaald wordt door de ruimtelijke verdeling van de elektromagnetische velden en van de elektronendichtheid. Zeker voor een torusvormige trilholte is de berekening daardoor erg ingewikkeld [12A,12B] .

Dit onderzoek gaat ervan uit dat het op een eenvoudiger wijze mogelijk moet zijn de metingen van de elektronendichtheden in een striatie met een redelijk oplossend vermogen wat de plaats betreft uit te voeren met een 3 cm microgolfinterferometer waarbij ter plaatse van de ontlading de golfpijp tot een hoogte van 2 mm is teruggebracht (Severin [13]). De verkregen meetresultaten vergelijken we met de door van Deursen [14] gemeten elektronendichtheden aan een soortgelijke gestrieerde zuil.

Hoofdstuk II

De interferometer

2.1 Algemeen

In de door ons gebruikte interferometer wordt het uitgangssignaal van een klystron met behulp van een "magic tee" gesplitst in twee lopende golven die zich voortplanten in de twee takken van de interferometer, waarna de beide golven via een tweede "magic tee" weer worden samengevoegd. In de ene tak bevindt zich de te onderzoeken gasontlading, in de andere tak is een fasedraaijer en verzwakker opgenomen. De gasontlading is door twee gaten in de golfpijp, loodrecht op de voortplantingsrichting van de microgolf, aangebracht. Ter verduidelijking is in figuur 1 een schema van de interferometer weergegeven. Om het oplossend vermogen van de dichtheidsmeting als functie van de plaats in de striatie te verbeteren zijn in de golfpijp wiggen aangebracht zoals beschreven is door Severin [13]. Hierbij wordt de golfpijp die een hoogte heeft van 10 mm ter plaatse van de ontlading vernauwd tot 2 mm, zie figuur 2. Ter voorkoming van te grote reflecties geschiedt de vernauwing geleidelijk. Via de aangebrachte openingen in de golfpijp zal een gedeelte van het microgolfsignaal uitkoppelen. Deze uitkoppeling is afhankelijk van de elektronendichtheid in de golfpijp, en varieert daardoor tijdens het passeren van een striatie. We kunnen het uitkoppelen, dat een nadelige invloed heeft op het oplossend vermogen tegengaan door om de glaswand van de ontladingsbuis aan beide zijden van de golfpijp messing cilinders aan te brengen, waarvan de diameter niet past bij de golflengte van de microgolf. In deze ronde golfpijp kan de

microgolf zich dan niet ongedempt voortplanten. De grootte van deze demping neemt af met toenemende diameter van deze ronde golfpijp. De diameter kunnen we natuurlijk niet onbeperkt klein nemen. Ten eerste moet de ontladingsbuis in deze pijp passen, en ten tweede is het gewenst dat de vulfactor van het ontladingsplasma in de golfpijp voldoende groot is. Dit wil zeggen dat de interactie van de microgolf met het ontladingsplasma zodanig is dat een meetbare fasedraaiing optreedt. Gekozen is een buitendiameter van de ontladingsbuis van 10 mm, waarbij de ronde golfpijpen nauw om de glaswand sluiten. Door bovendien een vernauwing van de golfpijp in dwarsrichting aan te brengen zouden we de vulfactor kunnen verhogen. Dit is niet gedaan omdat door deze vernauwing hier ter plaatse het microgolfsignaal gedempt wordt.

2.2 Het oplossend vermogen van de interferometer

Uit de sondemetingen van van Deursen volgt dat in het gebied aan de kathodezijde van de striatie over een afstand van ongeveer 3 mm vanaf de plaats van maximale lichtemissie (met als striatielengte ongeveer 30 mm) een oplossend vermogen vereist is van minder dan een millimeter. In de andere delen van de striatie kan met een veel kleiner oplossend vermogen worden volstaan (ongeveer 2 mm). Uit het experiment blijkt dat een vernauwing van de golfpijp ter plaatse van de ontlading tot een hoogte die kleiner is dan 2 mm geen noemenswaardige verbetering meer geeft in het oplossend vermogen. Om deze reden mogen we dan ook verwachten dat we met behulp van de interferometer de elektronendichtheid als functie van de plaats in de striatie in het genoemde gebied aan de kathodezijde van de striatie in feite niet kunnen bepalen. Een gedeelte van de energiestroom van de elektromagnetische golven

dringt door in het gat in de golfpijp waardoor de ontladingsbuis is gestoken. Hierdoor wordt het interactiegebied van de microgolven met de ontlading groter dan de pijphoogte ter plaatse en zal het oplossend vermogen kleiner zijn dan de genoemde 2 mm. Een schatting van deze verbreding van het interactiegebied is te maken door na te gaan hoe de veldsterkte verloopt in de, in het gat geplaatste, metalen cilindrische golfpijpen (zie figuur 2). In deze golfpijpen zullen zich namelijk elektromagnetische golven gaan voortplanten die zowel in de TE als in de TM modes kunnen oscilleren. Deze golven zijn gedempt. We kunnen er een indringdiepte aan toekennen. We mogen aannemen dat het oplossend vermogen van de interferometer inligt tussen de eerder genoemde pijphoogte en de pijphoogte vermeerderd met tweemaal de indringdiepte. De indringdiepte van de minst gedempte golf volgt uit:

$$E = E(r, \phi) e^{j\omega t - \beta z}$$

$$\text{met } \beta = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2}$$

Hierin is E de elektrische veldsterkte, β de dempingsconstante, λ_c de afsnijgolf lengte, ω de hoekfrequentie van de microgolven en c de lichtsnelheid. De golf met de grootste indringdiepte, ofwel de golf met de grootste waarde voor λ_c is de golf trillend in de TE_{11} mode. In ons geval heeft λ_c dan de waarde $\lambda_c = 17,06 \text{ mm}$ ($\omega = 6,28 \cdot 10^{10} \text{ rad/sec}$; $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/sec}$) en wordt de dempingsconstante $\beta = 0,303 \text{ mm}^{-1}$. De indringdiepte ($1/\beta$) wordt $1/\beta = 3,3 \text{ mm}$.

De effectieve indringdiepte zal kleiner zijn daar deze bepaald wordt door de indringdiepten van alle optredende Modes met daaraan toegekend een gewichtsfactor. Anderzijds zal de indringdiepte worden vergroot door de aanwezigheid van een ontladingsplasma. Een juiste bepaling van het oplossend vermogen van de interferometer is voorsnog niet eenvoudig. Een beter inzicht hierin zullen we krijgen zodra we onze metingen kunnen vergelijken met de metingen van van Deursen waarbij de elektronendichtheden met Langmuirsonden worden bepaald en waarbij we mogen verwachten dat het oplossend vermogen belangrijk groter is.

2.3 Fasedraaiing en verzwakking.

De elektronendichtheden van de ontlading kunnen berekend worden uit de fasedraaiing en de verzwakking van de microgolf bij het passeren van de ontlading. De fasedraaiing van de golf wordt veroorzaakt door de permittiviteit van het plasma, de verzwakking wordt veroorzaakt door de absorptie van energie van de invallende microgolf door de elektronen van het plasma. Voor ons geval dat de plasmafrequentie veel kleiner is dan de frequentie van de microgolven mogen we schrijven voor de fasedraaiing:

$$\Delta\phi = \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_g} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \cdot \ell$$

en voor de verzwakking [15]

$$A = \frac{1}{2} \cdot \frac{\nu}{c} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \cdot \ell$$

Met ω de hoekfrequentie van de microgolven, ω_p de plasmafrequentie, c de lichtsnelheid in vacuum, λ de golflengte van de microgolven in vacuum, λ_g de golflengte in de golfpijp, ν de botsingsfrequentie van de elektronen met de atomen en ionen en ℓ de lengte van het interactiegebied. Uit deze beide formules is de elektronendichtheid te berekenen daar ω_p een

functie hiervan is :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m\epsilon_0}}$$

Hierin is n de elektronendichtheid, e de lading van het elektron en m de massa van het elektron. In onze opstelling is de botsingsfrequentie van de elektronen met de atomen en ionen veel kleiner dan de frequentie van de microgolven. Hierdoor wordt de verzwakking verwaarloosbaar klein, en kunnen we voor de fasedraaiing schrijven;

$$\Delta\phi = \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_g} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \cdot l$$

Indien we nu een elektronendichtheid n_c invoeren waarvoor geldt dat de bijbehorende plasmafrequentie gelijk is aan de frequentie van de microgolven wordt de bovenstaande formule;

$$\Delta\phi = \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_g} \cdot \frac{n}{n_c} \cdot l \quad 1.$$

Met behulp van deze formule hebben we de elektronendichtheid bepaald. λ_g is te meten met een staandegolfmeter, of is te berekenen indien bekend is in welke mode de elektromagnetische golf oscilleert. Bij de berekening van n nemen we aan dat de dichtheid van de elektronen in een dun plakje van het plasma loodrecht op de as van de ontlading constant is. Voor de lengte l kunnen we nu de diameter d van de ontlading nemen, vermenigvuldigd met de vulfactor van de golfpijp. Onder deze omstandigheden kunnen we voor de vulfactor schrijven [15];

$$F = \frac{\int_P E^2 d\tau}{\int_G E^2 d\tau}$$

Hierin is E de elektrische veldsterkte, $d\tau$ is een volume-elementje. De integraal in de teller is een maat voor de gemiddelde golfenergie binnen het ontladingsplasma dat zich in de golfpijp bevindt, de integraal in de noemer is een maat voor de gemiddelde golfenergie in de gehele golfpijp ter plaatse over de eerder genoemde lengte d (zie fig.3) .

In ons geval hebben we een TE_{01} mode ;

$$E_x = E_z = 0$$

$$E_y = E_0 \sin \frac{\pi}{b} x \sin(\omega t - kz)$$

Hierin is b de breedte van de golfpijp. Bij de ontladingsdiameter 8 mm en de breedte van de golfpijp 23 mm wordt de vulfactor:

$$F = 0,51$$

Bij deze berekening is de invloed van de glaswand van de ontladingsbuis en van de cilindervormige pijpjes op de vulfactor verwaarloosbaar gesteld. Verder is aangenomen dat de veldverdeling door de aanwezigheid van het plasma niet verstoord is.

Uit de formule voor de fasedraaiing (formule 1) zowel als uit het experiment blijkt dat de fasedraaiing voor ons geval van de orde van grootte van 1 graad is. Met de beschikbare apparatuur was een nauwkeurige meting hiervan niet mogelijk. Daarom is een fasedraaier ontwikkeld waarmee deze kleine fasedraaiingen nauwkeuriger meetbaar zijn. Hierbij is uitgegaan van een tweede gasontlading met bekende elektronendichtheden. Deze wordt beschreven in het volgende hoofdstuk.

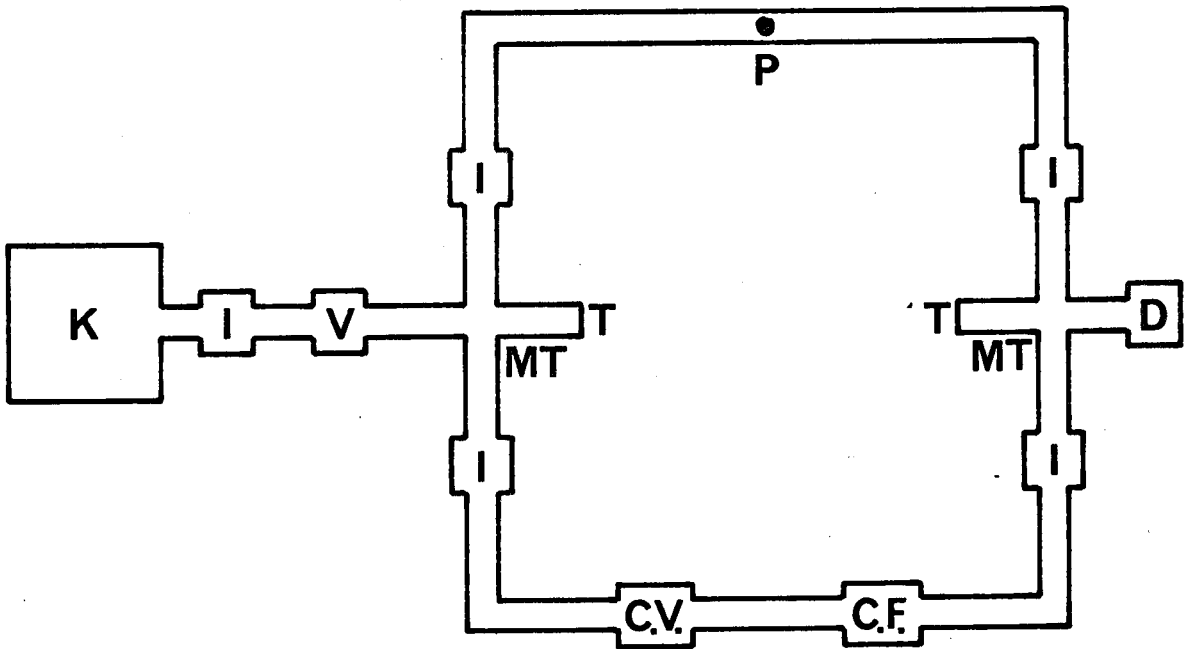


Fig.1. Schema van de interferometer.

K = klystron ; I = ferriet isolator. ; V = verzwakker ; P = ontladingsplasma
 CV = gec calibreerde verzwakker ; CF = gec calibreerde fase draaier ;
 MT = magic tee ; D = detector ; T = aangepaste belasting

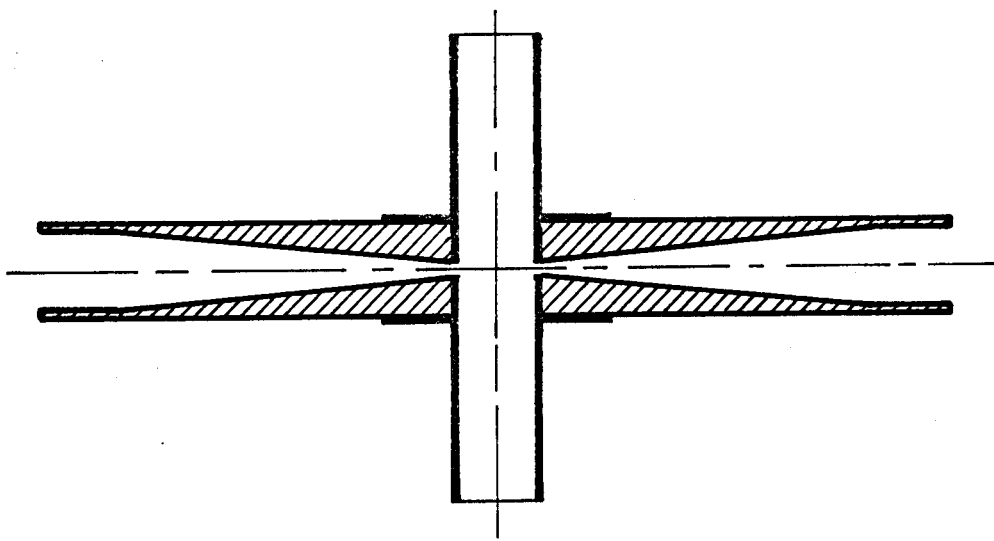


Fig.2 Golfpijpvernauwing
 (doorsnede in lengterichting)

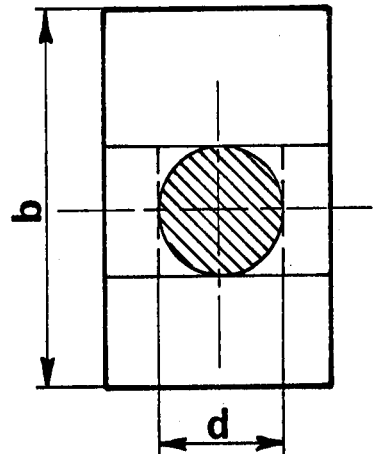


Fig.3 Golfpijpvernauwing
 (bovenaanzicht)

Hoofdstuk III

Een fasedraaier voor kleine faseveranderingen.

3.1 Algemeen

Om een ontladingsplasma van een zuilontlading als instelbare fasedraaier voor microgolven te gebruiken, bij de meting van de elektronendichtheden in de gestrieerde zuil, moet dit plasma aan de volgende eisen voldoen.

- het plasma mag in de tijd niet veranderen
- de radiale verdeling moet min of meer overeenkomen met de radiale verdeling in de gestrieerde zuil, zodat een gemiddelde elektronendichtheid gemeten kan worden
- het verband tussen de stroom door de ontlading en de elektronendichtheid moet eenduidig en reproducerend te meten zijn
- de elektronendichtheid van het plasma moet gelijk gemaakt kunnen worden aan de voorkomende elektronendichtheden in de gestrieerde neonontlading.

Een hiertoe vervaardigde waterstofzuilontlading bleek niet bruikbaar omdat in de zuil, voor de gewenste elektronendichtheden, stilstaande striaties optreden. Een kwikontlading met argon als stootgas met een extra elektrode bij de anode (volgens de methode van Verwey [16]) om het optreden van striaties te voorkomen, kan evenmin gebruikt worden. Voor de gevraagde elektronendichtheden was de ontlading instabiel en vertoonde lopende striaties. Het ontstaan van de striaties wordt bevorderd door kleine toevoegingen aan het gas van verontreinigingen die zich volgens het penningmechanisme laten ioniseren. Als gevolg van de lage aanslagenergie van stikstof (6,1 eV) zouden hier verontreinigingen een geringe invloed hebben. Voor een stikstofontlading met warme kathode bleek inderdaad de zuil homogeen te zijn. Door het invangen van stikstof, waarschijnlijk door het verstoven kathodemateriaal was in eerste instantie de levensduur van de buis te klein (\pm 10 minuten).

Hierin hebben we verbetering gevonden door de ontladingsbuis beter te ontgassen, de waarde van de bedrijfstemperatuur van de warme kathode kleiner te kiezen en de diameter van de ontlading ter plaatse van de kathode te vergroten. In figuur 4 is de uiteindelijke vorm van de ontladingsbuis weergegeven. De elektronendichtheden in de stikstofontlading zijn zowel met Langmuirsondemetingen als met microgolfmetingen uitgevoerd.

3.2 Microgolfmetingen aan de stikstofontlading.

Het met behulp van de interferometer meten van de fase-draaiing van de microgolf, als gevolg van de elektronendichtheid in de stikstofontlading, geeft dezelfde moeilijkheden als bij de neon-ontlading. De door de elektronen veroorzaakte fase-draaiing is te gering om nauwkeurig met de beschikbare fase-draaiier gemeten te worden. We bepalen dan ook de elektronendichtheid uit de verandering van het uitgangssignaal van de interferometer tengevolge van de aanwezigheid van het ontladingsplasma. Het zal blijken dat dit tot nauwkeuriger resultaten leidt.

Het interferentiesignaal is te schrijven als de som van twee lopende golven:

$$s = a_1 \sin \omega t + a_2 \sin(\omega t + \phi)$$

Instellen van de interferometer op nul houdt in dat $a_1 = a_2 (=a)$ en dat $\phi = (2k + 1)\pi$. Door nu bij deze nulinstelling een kleine fasedraaiing $\Delta\phi$ in een tak van de interferometer aan te brengen krijgen we een interferentiesignaal dat te schrijven is als :

$$s = a \Delta\phi \sin(\omega t + \phi_0)$$

Het gemeten kristalsignaal u blijkt voor kleine waarden van het interferentiesignaal een kwadratische functie van de amplitude $a \Delta\phi$ en blijkt voor een constante waarde van a een kwadratische functie van de fasedraaiing $\Delta\phi$:

$$u = C \Delta\phi^2 \quad (\text{voor } a \text{ constant})$$

Met een geijkte fasedraaiër hebben we u als functie van bepaald. Hieruit blijkt dat voor een geschikt gekozen waarde van a , de constante C eenduidig is te bepalen voor de fasedraaiingen gelegen tussen 4 graden en 10 graden. Bij het meten van de elektronendichtheden in de stikstofontlading stellen we de brug dan ook niet op nul in, maar introduceren, bij het nog niet aanwezig zijn van het ontladingsplasma, in een van de takken een fasedraaiing die inligt tussen 4 graden en 10 graden. De aanwezigheid van het ontladingsplasma zal nu een verandering van het uitgangssignaal u tot gevolg hebben, waaruit de bijbehorende fasedraaiing te berekenen is. Op deze wijze zijn fasedraaiingen gemeten bij ontladingsstromen van 50 tot 200 mA. Hierbij dient opgemerkt te worden dat een meting snel moet geschieden daar de uitgangsspanning verloopt. De oorzaak hiervan moet waarschijnlijk gezocht worden in de uitzetting van de golfpijp tengevolge van de temperatuursverhoging in de omgeving van de ontlading.

Met behulp van de eerder gegeven formule, die het verband aangeeft tussen fasedraaiing en elektronendichtheid, kunnen we nu deze dichtheid berekenen. Een en ander is uitgezet in figuur 5.

Opmerking.

De beide karakteristieken in figuur 5 zijn opgenomen op verschillende data. De later opgenomen karakteristiek geeft kleinere waarden voor de elektronendichtheid bij dezelfde ontladingsstromen dan de eerste karakteristiek. Dit zou verklaard kunnen worden uit een hogere driftsnelheid van de elektronen bij de tweede meting. De oorzaak hiervan kan zijn een hogere waarde van de gereduceerde

veldsterkte E/p_0 als gevolg van het wegvangen van stikstofmoleculen door het verstoven kathodemateriaal.

3.3 Sondemetingen aan een stikstofontlading.

Aan de homogene zuil van de stikstofontlading zijn Langmuirsondemetingen uitgevoerd. De stroomspanningskarakteristieken zijn punt voor punt gemeten. Voor de meting zijn de sonde ontgast door gedurende een korte tijd de sone witgloeiend te stoken met behulp van een sondestroom die elektronen onttrekt aan het ontladingsplasma. Bij herhaling van het ontgassen tijdens de meting bleek dit geen invloed meer te hebben op de karakteristiekmeting waaruit we kunnen afleiden dat de uitreepotentiaal van het sondeoppervlak gedurende de meting constant is. Sondekaracteristieken zijn opgenomen voor de ontladingsstroomsterkte van 50, 100 en 150 mA. De karakteristiek voor de ontladingsstroomsterkte 100 mA is weergegeven in figuur 6.

Uit het lineaire verband tussen $\ln i_s$ en V_s (i_s is de sondestroom en V_s is de spanning van de sonde ten opzichte van de anode) mogen we afleiden dat de elektronenenergieverdeling bij goede benadering beschreven kan worden met de Maxwellse energieverdeling. Uit de in figuur 6 gegeven karakteristiek vinden we voor het lineaire verband tussen $\ln i_s$ en V_s de elektronendichtheid $N_e = 1,08 \cdot 10^{17} \text{el}/\text{m}^3$ en de elektronentemperatuur $T_e = 30.000^\circ\text{K}$. Uit het kwadratische gedeelte van de karakteristiek vinden we voor deze waarden respectievelijk $N_e = 1,43 \cdot 10^{17} \text{el}/\text{m}^3$ en $T_e = 33.000^\circ\text{K}$. Het meest betrouwbaar zijn de eerste waarden, omdat hier de gemeten karakteristiek het beste overeenkomt met de Langmuirkarakteristiek. De gevonden dichtheden zijn eveneens in figuur 5 aangegeven. De sondemetingen zijn in de periode tussen de beide microgolfmetingen in gedaan.

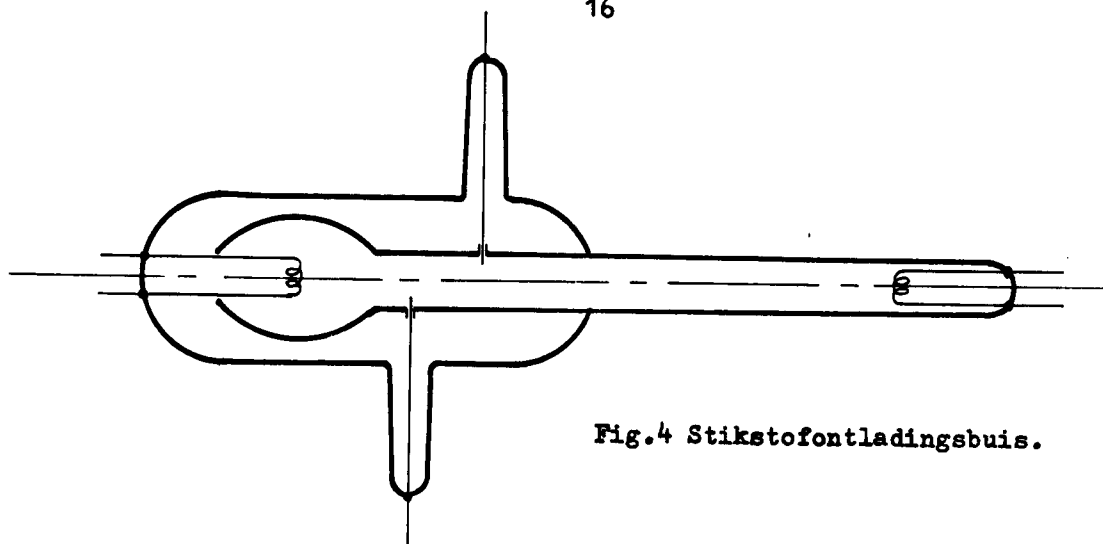


Fig.4 Stikstofontladingsbuis.

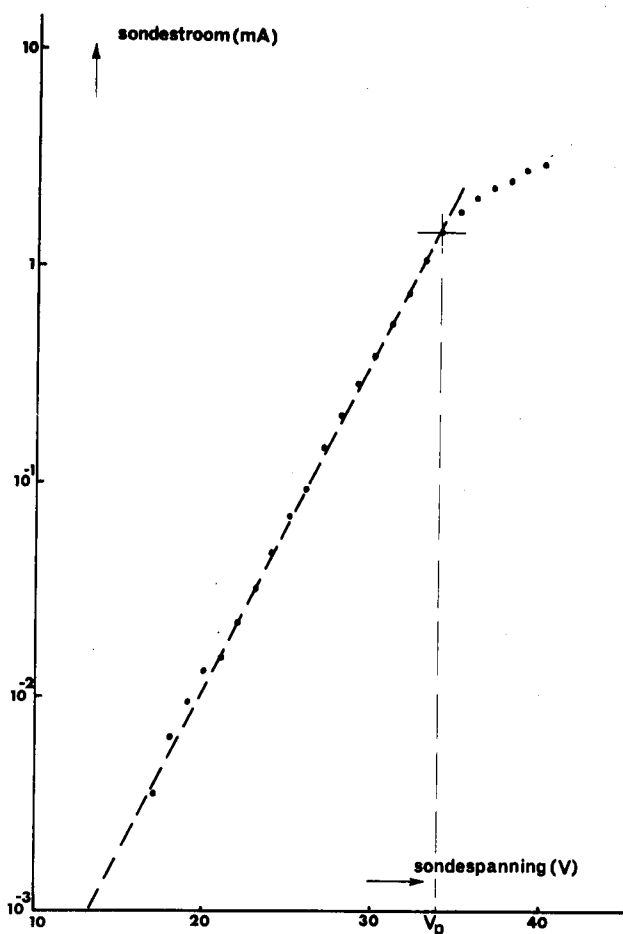


Fig.5a. Logarithmische sondekaracteristiek gemeten bij een ontladingsstroom van 100 mA in stikstof ; $p = 1$ torr (0°C) en de binnendiameter van de ontladingsbuis 8 mm (sondelengte 5 mm ; sondediameter $20\mu\text{m}$). V_p = plasmapotentiala.

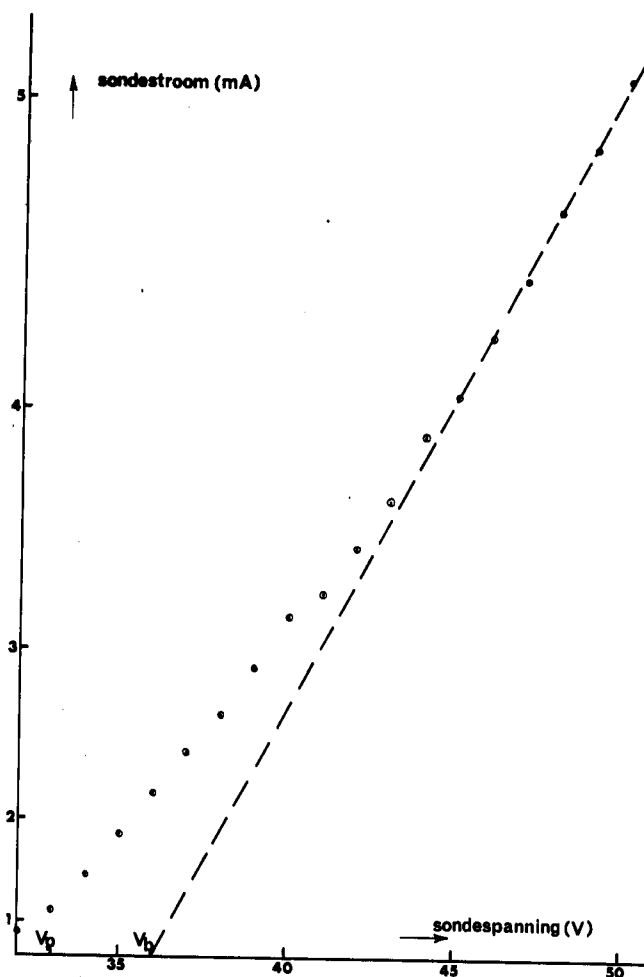


Fig.5b. Kwadratische sondekaracteristiek gemeten bij een ontladingsstroom van 100 mA in stikstof ; $p = 1$ torr (0°C) en de binnendiameter van de ontladingsbuis 8 mm (sondelengte 5 mm ; sondediameter $20\mu\text{m}$).

Hoofdstuk 4 Metingen aan de neonontlading.

De gecalibreerde fasedraaier, in de vorm van de beschreven stikstofontlading, bleek tot onze spijt niet geheel bruikbaar voor de meting van de elektronendichtheden in de gestrieerde zuil in neon. De elektronendichtheden in een striatie bleken namelijk plaatselijk groter te zijn dan die welke in de stikstofontlading maximaal verkregen kunnen worden. De maximale stroomsterkte in de stikstofontlading, - ongeveer 200 mA - wordt bepaald door een zichtbare verandering van de ontlading (verandering van kleur van het uitgezonden licht, fluctuaties in de lichtintensiteit.). Evenals beschreven voor de stikstofontlading hebben we, in afwachting van de constructie van een voor dit doel geschikte homogene zuilontlading, de elektronendichtheden in de gestrieerde neonzuil bepaald uit de meting van de kristalspanning van de interferometer.

De uitgangsspanning van het kristal dat, met het passeren van de striaties in de interferometer, in de tijd verandert, is geschreven op het scherm van een oscilloscoop. Met behulp van deze curve hebben we de elektronendichtheid als functie van de plaats in de striatie berekend. De verkregen resultaten zijn in fig.7 weergegeven.

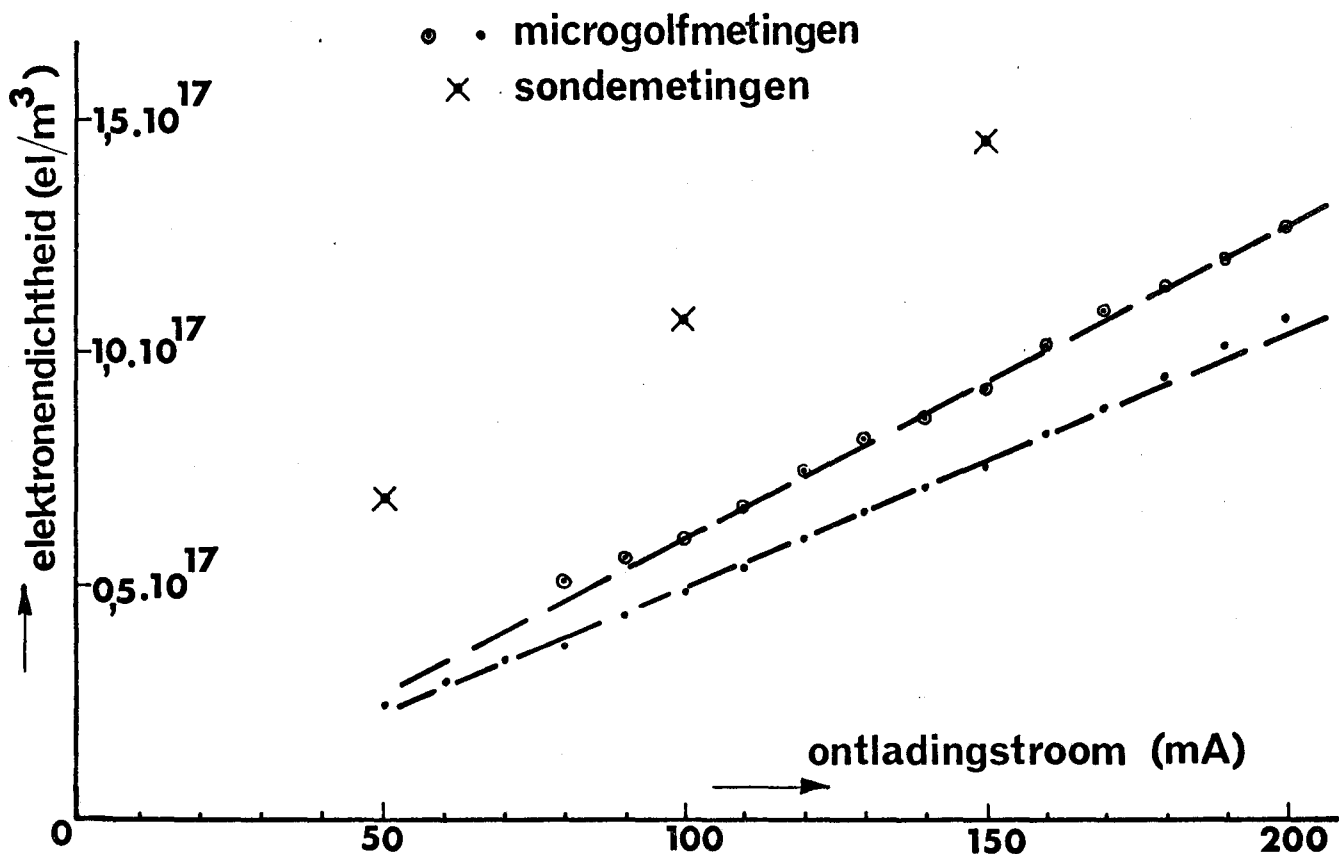


Fig.6 Elektronendichtheden in een stikstofontlading ; $p = 1$ torr (0°C) en de binnendiameter van de ontladingsbuis 8 mm
 ○ gemeten 23.11.'67 • gemeten 27.11.'67 .

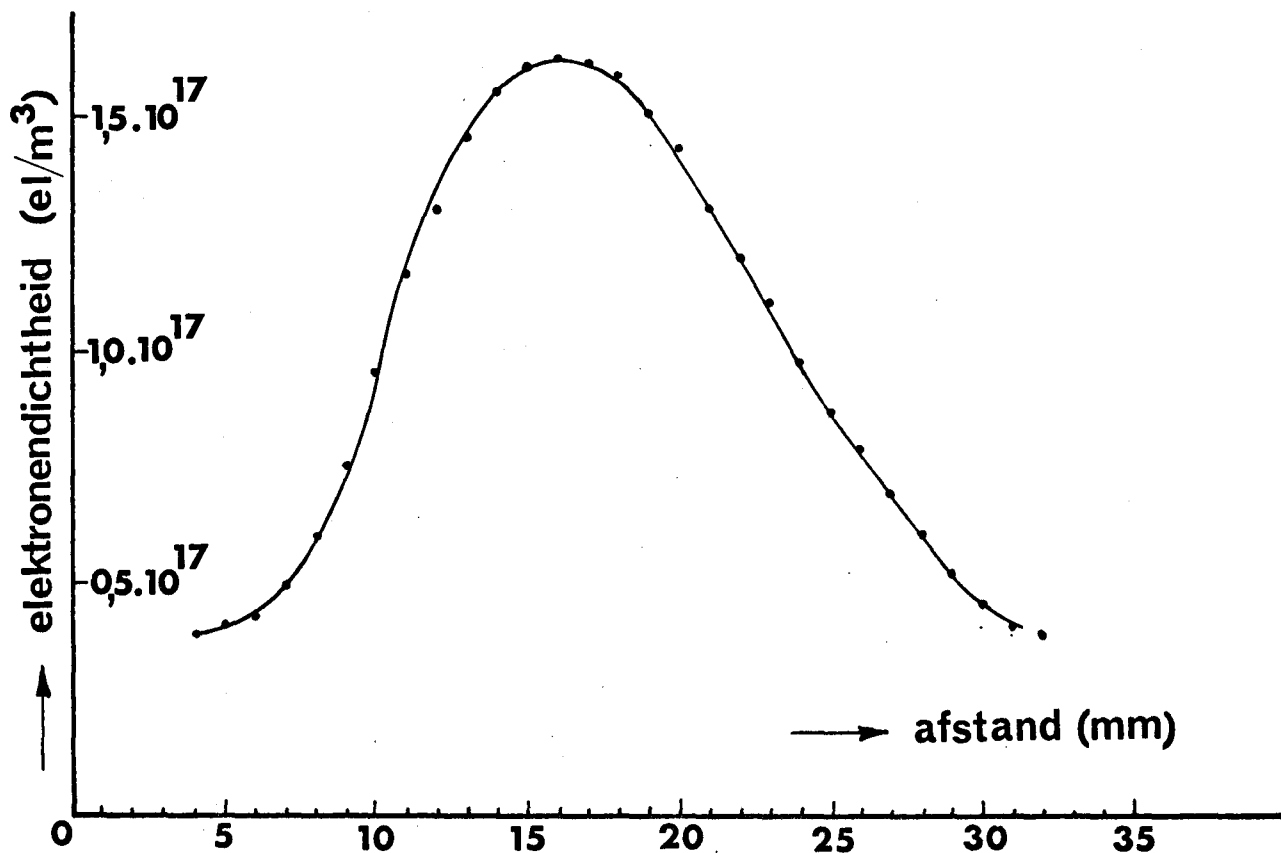


Fig.7 Elektronendichtheden in de lopende striatie van een neonontlading ; ontladingstroom 23 mA ; $p = 3$ torr (0°C) ; en de binnendiameter van de ontladingsbuis 8 mm .

- 1 H.M.Mott-Smith en I.Langmuir , Phys.Rev.28 (1926) 727.
- 2 M.Biondi en S.C.Brown, Phys.Rev.76 (1949) 1697
- 3 J.Anderson en L.Goldstein , Phys.Rev.100 (1955) 1037
- 4 K.W.Gentle, Phys.of Fluids 9 (1966) 2203
- 5 K.F.Sodomsy, J.Appl.Phys.34 (1963) 1860
- 6 W.Pupp , Phys.Z.36 (1935) 61-6
- 7 A.Garscadden en P.Bletzinger, Rev.Sci.Instrum.35 (1964) 912
- 8 G.A.Woolsey en E.W.Gray , J.Sci.Instrum. 43 (1966) 611
- 9 M.Sicha. J.Gajdusek en S.Veprek, Brit.J.Appl.Phys. 17 (1966) 1511
- 10 M.Sicha , Czech.J.Phys.12 (1962) 632
- 11 P.Heymann, Beiträge aus der Plasmaphysik 5 (1965) 343.
- 12 A zie 10
- 12 B M.Sicha, J.Pilar, J.Gajdusek, J.Novak, V.Fuchs, P.Lukac,
Czech.J.Phys. B17 (1967) 48
- 13 P.J.W.Severin, Dissertatie Utrecht 1960
- 14 Th.G.M.A. van Deursen , Nog niet gepubliceerd.
- 15 V.E.Golant , Soviet Physics Technical Physics.5 (1961) 1197
- 16 W.Verwey, Dissertatie Utrecht 1960