

MASTER

Bepaling van de samenstelling en ionendichtheid van plasma's die geproduceerd zijn in een kaskadeboog

Swelsen, H.P.J.

Award date:
1990

[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.

Technische Universiteit Eindhoven
Fakulteit Technische Natuurkunde
Vakgroep Deeltjesfysika
Onderwerpgroep Atoom- en Plasmafysika

Bepaling van de samenstelling en
ionendichtheid van plasma's die
geproduceerd zijn in een kaskadeboog

VDF/NT 90-31

Verslag van het afstudeerwerk van H.P.J.Swelsen
Afstudeerhoogleraar: prof dr F.J.de Hoog

Met dank aan: Dr R.P.Dahya, M.O'Hara, J.L.Jauberteau, M.J.F. van
de Sande, M. de Graaf en prof dr D.Schram voor de samenwerking,
adviezen en begeleiding.

SAMENVATTING

In dit projekt is nagegaan of het mogelijk is om een kaskadeboog te gebruiken voor de produktie van waterstofionen. Deze vraag is interessant met het oog op de mogelijke toepassing hiervan bij het realiseren van gekontroleerde kernfusie. Er is een opstelling gebouwd die het mogelijk maakt om twee gassen in een kaskadeboog te mengen, waarbij een gas midden in de boog geïnjecteerd kan worden. Het plasma kan met behulp van een quadrupoolmassaspektrometer, een faraday-opvanger en een dubbele elektrische probe bestudeerd worden. De opstelling is zo gebouwd dat het mogelijk is om de druk in het expansievat te reguleren en de afstand van de kaskadeboog tot de ingang van de massaspektrometer te variëren. Bijzondere aandacht is besteed aan de beveiliging in verband met het gebruik van waterstof. De gehele opstelling kan met een besturingseenheid gekontroleerd, gestart en gestopt worden. De massaspektrometer kan met een komputer aangestuurd worden, dit maakt een snelle verwerking en presentatie van meetgegevens mogelijk.

Er zijn metingen met verschillende gassen en mengsels hiervan gedaan. Hierbij is de stroomsterke door de boog, de samenstelling van het gas en de druk in de expansiekamer veranderd. Uit deze metingen blijkt dat verontreinigingen een zeer belangrijke rol kunnen spelen in een kaskadeboog. Het plasma bevat een mengsel van ionen, maar het ion waarvan het neutrale atoom de laagste ionisatie energie heeft krijgt de overhand. Een drukverhoging in het expansievat leidt tot een sterke daling van de ionenflux. Het was niet mogelijk de boog op zuiver waterstof te laten branden, zodat op de vraag of een kaskadeboog geschikt is voor H^+ produktie in zuiver waterstof nog geen definitief antwoord gegeven kan worden. Er is een model voor het plasma in de boog ontwikkeld dat een aantal meetresultaten kan verklaren.

INHOUDSOPGAVE

	pagina
samenvatting	1
inhoudsopgave	2
Inleiding	4
1 De theoretiese achtergrond van de gebruikte plasma diagnostieken	5
1.1 De quadrupool massaspektrometer	5
1.1.1 De potentiaal binnen de Q-pool massaspektrometer	7
1.1.2 De vorm van de potentiaal ϕ_0	9
1.1.3 De bewegingsvergelijking van ionen in de Q-pool	10
1.1.4 Het stabiliteitsdiagram	12
1.1.5 Afwijkingen van ideaal gedrag	14
1.2 De elektrische probe	16
1.2.1 Het principe van de dubbele probe	16
1.2.2 Afleiding van de probe karakteristiek	19
1.2.3 De bepaling van de elektronentemperatuur en de elektronendichtheid uit de probe karakteristiek	21
2 De meetopstelling	23
2.1 Het pompcircuit	26
2.2 De aansluiting van de massaspektrometer en de detektor	27
2.3 De kaskadeboog	29
2.4 De koeling	31
2.5 De gasregeling van de kaskadeboog	32
2.6 De drukmeting	33
2.7 De signaalverwerking en besturing van de Q-pool	33
2.8 De besturingseenheid	36
2.9 Flexibiliteit en beveiliging	39
2.10 De probe en de faradayopvanger	39

3	Meetresultaten	41
3.1	Metingen met de ionenbron	41
3.2	Metingen met argon	47
3.3	Metingen met helium	56
3.4	Metingen met mengsels van argon en stikstof	58
3.5	Metingen met stikstof	68
3.6	Metingen met mengsels van argon en waterstof	73
3.7	Metingen van de elektronendichtheid en elektronentemperatuur	84
4	Een model voor het plasma	93
4.1	Het plasma in de boog	93
4.1.1	Ionisaties door elektron-atoom botsingen	94
4.1.2	Berekening voor puur argon	95
4.1.3	Berekening voor een argon waterstof mengsel	100
4.1.4	Diskussie van het model	103
4.2	Het plasma in de expansieruimte	105
5	Konklusie	108
	Literatuur	110
	Appendix Het schakelschema van de besturingseenheid	

INLEIDING

In de gehele wereld wordt nu reeds tientallen jaren gewerkt aan het realiseren van gecontroleerde kernfusie. Naarmate men dichter bij het 'kritiese punt' komt treden er steeds weer nieuwe problemen op die met veel inspanningen en geld overwonnen moeten worden. Een van deze problemen is de verhitting van het fusieplasma tot vele miljoenen graden. Verhitting door elektrische stroom wordt, naarmate de temperatuur hoger wordt, steeds moeilijker omdat de elektrische weerstand van het plasma afneemt. Een oplossing van dit probleem is het plasma te injecteren met neutrale atomen die een grote energie hebben.

Deze atomen worden gemaakt door ionen in een elektrisch veld te versnellen en deze vervolgens te neutraliseren. Voor dit procedé heeft men dus een ionenbron nodig voor de produktie van ionen. In dit onderzoek is nagegaan of een kaskadeboog geschikt is voor de produktie van waterstofionen. Hiervoor is een opstelling gebouwd waarin twee gassen tegelijkertijd in de kaskadeboog geïnjecteerd kunnen worden. Voor de analyse van het plasma is gebruik gemaakt van een quadrupoolmassaspektrometer en een faradayopvangster. Omdat het belangrijk is om iets van de plasmamethoden te weten zijn er met een elektrische probe metingen gedaan van de elektronen-temperatuur en dichtheid.

HOOFDSTUK 1 DE THEORETIESE ACHTERGROND VAN DE GEBRUIKTE PLASMA DIAGNOSTIEKEN

Inleiding

Bij het onderzoek waarvan in dit verslag de resultaten gepresenteerd worden, is gebruik gemaakt van een tweetal methodes om de samenstelling, dichtheid en temperatuur van een plasma te bepalen. Deze methodes zijn: de quadrupool massaspektrometer en de elektrische probe. In dit hoofdstuk zal uitgelegd worden hoe deze diagnostieken werken.

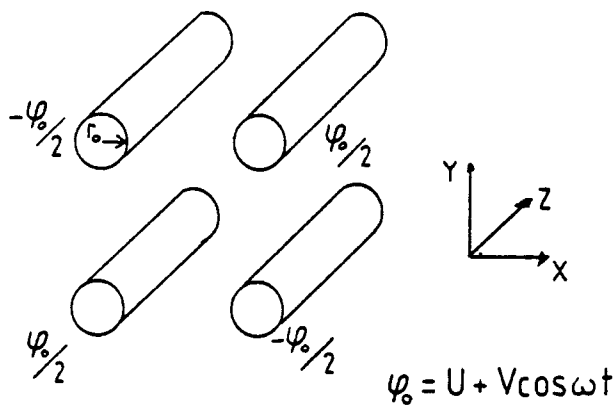
1.1 De quadrupool massaspektrometer

De quadrupool massaspektrometer (Q-pool) is een instrument dat geschikt is voor het scheiden van ionen met een verschillende lading/massa verhouding. Hierbij wordt in tegenstelling tot de meeste andere massaspektrometers uitsluitend gebruik gemaakt van elektrische velden. De Q-pool bestaat uit vier cilindrische staven die parallel aan elkaar op gelijke en vaste afstand van elkaar in een holle, cilindrische houder gemonteerd zijn. De staven zijn elektrisch van de houder geïsoleerd die zelf geaard is. De Q-pool wordt gebruikt bij drukken van minder dan 10^{-4} Torr.

Op de staven wordt een combinatie van gelijk- en wisselspanning gezet. Deze combinatie van spanningen laat geladen deeltjes die parallel aan de asrichting van de Q-pool binnenkomen oscilleren in een richting loodrecht op de as. Aangetoond kan worden dat, bij een juiste combinatie van spanningen, slechts deeltjes met een bepaalde lading/massa verhouding een stabiele baan doorlopen. Onder stabiel wordt verstaan dat een deeltje de staven of de houder niet raakt, als dit wel gebeurt gaat het deeltje verloren door neutralisatie. De ionenflux die de Q-pool passeert kan gemeten worden met een verschillende detectoren.

De geschiedenis van de Q-pool gaat terug tot 1953 toen Paul en Steinwedel de mogelijkheid van deze methode van ionenscheiding opperden [1]. In de jaren daarna werden een aantal experimenten gedaan die zeer bemoedigend waren. Vooral aan de Universiteit van Bonn is veel fundamenteel onderzoek gedaan naar het gedrag van de Q-pool [2]. Bijzonder vermeldingswaardig is het onderzoek van Paul, Reinhard en Zahn [3], waarin zowel theoreties als experimenteel het scheidend vermogen en de transmissie van een Q-pool onderzocht werd. Er werd in dit onderzoek onder andere gebruik gemaakt van methaan/zuurstof mengsels voor een exacte bepaling van het oplossend vermogen.

De Q-pool vindt tegenwoordig toepassing in tal van wetenschappelijke disciplines. De belangrijkste toepassing is restgasanalyse, hierbij is zowel de druk als de samenstelling van het restgas van belang. De druk gemeten met gangbare instrumenten is namelijk sterk afhankelijk van de samenstelling van het gas. De drukmeter is gekalibreerd voor een specifiek gas, bijvoorbeeld N_2 , als de drukmeter voor een ander gas gebruikt wordt kan een fout van enkele orden optreden. De Q-pool in combinatie met een



figuur 1.1 De kwadrupool staven met hun bijbehorende spanningen en orientatie.

ionenbron kan een oplossing voor dit probleem bieden. De samenstelling van het restgas is van belang bij bepaalde produktie processen, bijvoorbeeld van halfgeleiders. Kennis over de partiaaldruk van de componenten van een gas kan van belang zijn voor de keuze van een geschikt pompcircuit, omdat de capaciteit van pompen afhankelijk is van de gassamenstelling. Andere toepassingsgebieden van de Q-pool vormen het meten van de samenstelling van plasma's (wat in dit onderzoek gedaan is) en het onderzoek van de hogere lagen van de atmosfeer (vanaf ongeveer 20 KM hoogte). Veel informatie over toepassing en werking van de quadrupool massaspektrometer staat in [4].

1.1.1 De potentiaal binnen de Q-pool massaspektrometer

Het veld in de quadrupool wordt gekenmerkt door een elektrisch \vec{E} veld dat lineair van de coördinaten afhangt. In een rechthoekig coördinatenstelsel:

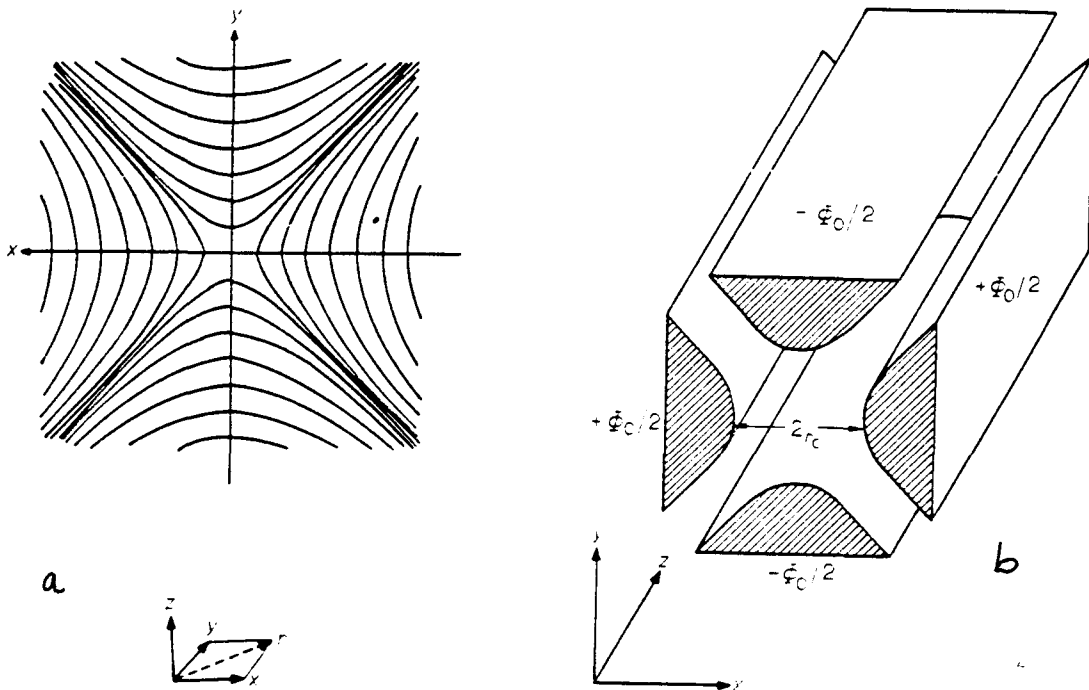
$$\vec{E} = E_0(\lambda x \vec{e}_x + \sigma y \vec{e}_y + \gamma z \vec{e}_z) \quad 1.1$$

Waarin λ, σ en γ konstanten zijn en E_0 een plaatsonafhankelijke faktor die wel van de tijd mag afhangen. Dat het veld niet gekoppeld is in de drie richtingen maakt berekeningen een stuk makkelijker, omdat de ionenbewegingen in de drie richtingen als onafhankelijk van elkaar beschouwd kunnen worden. De kracht op een ion neemt evenredig toe met de verplaatsing ten opzichte van het nulpunt. Het veld is onderworpen aan de Laplace vergelijking:

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0$$

(in ons geval is er geen ruimtelading aanwezig).

$$\text{Dus: } \lambda + \sigma + \gamma = 0 \quad 1.2$$



figuur 1.2 a De equipotentiaalvlakken in een kwadrupoolveld b De elektrode structuur nodig om deze potentiaal te realiseren.

De eenvoudigste manieren om aan deze vergelijking te voldoen zijn:

$$\lambda = -\sigma; \gamma = 0 \quad \text{en} \quad 1.3$$

$$\lambda = \sigma; \gamma = -2\sigma \quad 1.4$$

Om hieruit praktische konklusies te trekken is het nuttig eerst de potentiaal te berekenen.

Dit wordt gedaan door integratie ($-\partial\phi/\partial x = E_x$ etc). De potentiaal ϕ kan uitgedrukt worden als:

$$\phi = -\frac{1}{2}E_0(\lambda x^2 + \sigma y^2 + \gamma z^2) \quad 1.5$$

Voor de relatie gegeven in 1.3 wordt dit:

$$\phi = - \frac{1}{2} E_0 \lambda (x^2 - y^2) \quad 1.6$$

De equipotentiaalvlakken zijn rechthoekige hyperbolen in het xy-vlak. Zulke velden kunnen gegenereerd worden door een viertal hyperboliese cilindres waarvan de aangrenzende tegengestelde potentiaal hebben. Als de minimum afstand tussen de elektroden $2r_0$ is en het potentiaalverschil tussen de aangrenzende elektroden ϕ_0

Dan wordt 1.6:

$$\phi = \phi_0 \frac{(x^2 - y^2)}{2r_0^2} \quad 1.7$$

In de praktijk worden ronde staven met straal $1.16 \cdot r_0$ gebruikt die de korrekte hyperboliese redelijk benaderen. Deze introduceren wel bepaalde veldafwijkingen die het oplossend vermogen van een massaspektrometer beperken.

1.1.2 De vorm van de potentiaal ϕ_0

Als de potentiaal ϕ_0 konstant was, dan zou er in het xz vlak een eenvoudige harmoniese beweging ontstaan en alle ionenbanen zouden stabiel zijn, dit wil zeggen de amplitude zou eindig blijven. Maar in het yz vlak zouden alle ionen van de z-as af divergeren en verloren gaan. Als ϕ_0 echter een periodieke funktie van de tijd is dan zullen de ionen in beide vlakken beurtelings naar de centrale as toe getrokken worden en er van afgegestoten worden. Men kan zich voorstellen dat er een stabiele baan ontstaat als de periode kort genoeg is en het ion zwaar genoeg om tijdens het defokusseren niet uit de massaspektrometer te vliegen. Beschouw

nu een combinatie van een gelijkspanningskomponent en een wisselspanningskomponent. Lichte ionen zijn in staat het wisselende veld momentaan te volgen. Dit heeft tot gevolg voor de beweging in het xz-vlak dat, indien de wisselspanningskomponent samen met de gelijkspanningskomponent een negatieve waarde opleveren de baan instabiel wordt voor lichte ionen. Zware ionen zullen niet zo snel het wisselende veld volgen en blijven in de Q-pool. Het xz vlak dient dan als een filter dat grote massa's doorlaat. Voor de beweging in het yz-vlak geldt dat voor ionen met een grote massa die het wisselspanningsveld niet kunnen volgen de baan, als bij een gelijkspanningsveld, instabiel is. Terwijl het voor lichte ionen mogelijk is een stabiele baan te volgen. De y richting werkt dus als een doorlaatfilter voor kleine massa's. De twee richtingen samen geven, bij juiste instelling, een massaband die door de massaspektrometer heen kan. De vorm van ϕ_0 mag elk willekeurig periodiek signaal zijn, meestal wordt een signaal van de vorm $\phi_0 = (U - V \cos \omega t)$ gebruikt. Hierin is U de amplitude van de gelijkspanningskomponent en V de amplitude van de wisselspanningskomponent.

1.1.3 De bewegingsvergelijking van ionen in de Q-pool.

De bewegingsvergelijkingen voor het massafilter kunnen nu als volgt uitgedrukt worden:

$$m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + 2e(U - V \cos \omega t) \frac{x}{r_0^2} = 0 \quad 1.8$$

$$m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - 2e(U - V \cos \omega t) \frac{y}{r_0^2} = 0 \quad 1.9$$

$$m \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = 0 \quad 1.10$$

De laatste vergelijking geeft aan dat de snelheid van een ion in de asrichting van de massaspektrometer niet verandert. De eerste twee vergelijkingen zijn van het zogenaamde Mathieu type.

In deze vergelijkingen substitueren we:

$$\omega t = 2\xi \quad 1.11$$

$$q_u = q_x = -q_y = \frac{2eV}{mr_0^2\omega^2} \quad 1.12$$

$$a_u = a_x = -a_y = \frac{4eV}{mr_0^2\omega^2} \quad 1.13$$

Het gedrag van de ionen volgt uit de eigenschappen van deze bewegingsvergelijkingen. Beide bewegingsvergelijkingen voldoen aan dezelfde differentiaal vergelijking zodat het voldoende is de Mathieu vergelijking in de vorm:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + (a_u - 2q_u \cos 2\xi)u = 0 \quad 1.14$$

te bekijken.

Alle oplossingen laten zich in de vorm:

$$u = a' e^{\mu\xi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} e^{2in\xi} + a'' e^{-\mu\xi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} e^{-2in\xi} \quad 1.15$$

schrijven.

Hierin zijn a' en a'' integratiekonstanten die van de beginkondities afhangen. De konstanten C_{2n} en μ hangen uitsluitend af van a en q . Er zijn twee klassen van oplossingen, waarvan er een stabiel genoemd wordt, omdat voor $\xi \rightarrow \infty$ u begrensd blijft, terwijl bij een instabiele oplossing u naar oneindig gaat. Welke oplossing er ontstaat hangt van de coëfficiënt μ af, die als karakteristieke exponent aangeduid wordt en eenduidig door a en q bepaald wordt.

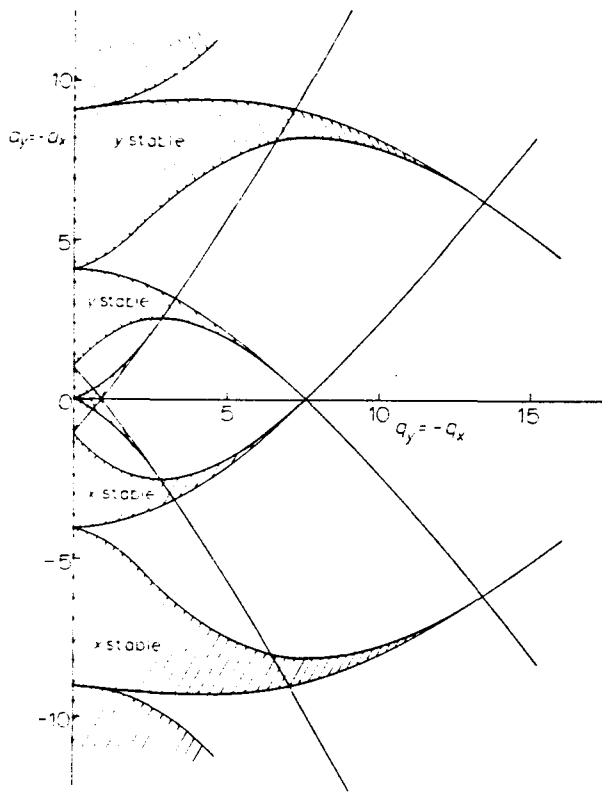
De twee sigma termen zijn beide periodiek in t , en hebben dus geen invloed op stabiliteit. In het algemeen kan μ elke waarde aannemen, reeel, imaginair of kompleks. Als μ reeel is en groter dan 0, dan gaat $\exp(\mu\xi) \rightarrow$ oneindig. En dus gaat de eerste term van de vergelijking naar oneindig als ξ naar oneindig gaat en is de oplossing instabiel. Als μ reeel is en negatief ontstaat instabiliteit door de tweede term.

Als μ zuiver imaginair is en geen geheel getal dan ontstaat er een stabiele oplossing. Als μ kompleks is zijn de oplossingen instabiel. Als μ tot slot imaginair is en een geheel getal dan ontstaan er een instabiele oplossing die wel periodiek is. Deze oplossingen vormen de grenzen tussen stabiele en onstabiele gebieden in het a - q vlak.

1.1.4 Het stabiliteitsdiagram

Het stabiliteitskarakter van de oplossingen hangt alleen van μ , en daarmee van a en q af. Men kan in het a - q vlak gebieden aangeven waarin alle a, q waarden tot stabiele oplossingen leiden. Voor zowel de x -richting als de y -richting moet er stabiliteit optreden. Uitgaande van de stabiele gebieden voor de y -richting kan men de stabiele gebieden in de x -richting vinden door spiegeling in de a en de q as. Men krijgt aldus het stabiliteitsdiagram dat in figuur 1.3 staat. Zoals in deze figuur te zien is zijn er verschillende gebieden waarin de massaspektrometer kan functioneren. Uit praktische overwegingen (niet al te grote spanningen) wordt alleen het gebied rond de oorsprong gebruikt. Dit gebied is in de volgende figuur nog eens weergegeven.

Alle ionen met gelijke massa hebben bij vaste veldgrootten r_0, ω, U en V hetzelfde arbeidspunt (a, q) . Omdat de verhouding $a/q = 2U/V$

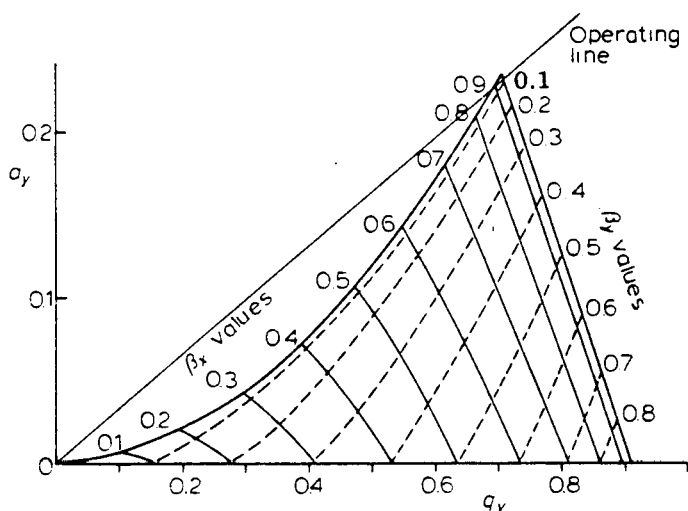


figuur 1.3 Het Mathieu stabiliteitsdiagram voor het massafilter met de stabiele en instabiele gebieden.

niet van de massa afhangt, liggen alle ionen met verschillende massa in het stabiliteitsdiagram op een rechte door de oorsprong, waarvan de helling alleen van de verhouding U/V afhangt.

Stabiel zijn alle ionen waarvan het werkpunt in het stabiele gebied ligt. Door vergroting van de verhouding U/V komt de rechte steeds dichterbij de top van het stabiele gebied. Hierdoor wordt het interval van stabiele massa's steeds kleiner, en treedt er een scheiding van massa op.

Uit het voorgaande kunnen we twee aantrekkelijke eigenschappen van de Q-pool halen: de resolutie (gedefinieerd als $m/\Delta m$) is elektronies in te stellen door de verhouding U/V te veranderen, en er is een lineair verband tussen de grootte van U en V en de massa die de Q-pool kan passeren. Dit maakt een simpele bediening van het instrument mogelijk en onbekende pieken kunnen op eenvoudige wijze geïdentificeerd worden.



figuur 1.4 Het gedeelte van het stabiliteitsdiagram dat als werkgebied van de massaspektrometer gebruikt wordt.

1.1.5 Afwijkingen van ideaal gedrag.

In het voorgaande betoog zijn een aantal aannamen gemaakt waaraan in de praktijk niet voldaan is. Hierdoor treden een aantal afwijkingen op. Een zo'n afwijking ontstaat doordat er ronde in plaats van hyperboliese staven in de Q-pool toegepast worden. Hierdoor ontstaan resonanties van ionen die normaliter een stabiele baan zouden doorlopen. De amplitude van deze resonanties kan zo groot worden dat een ion uit de massaspektrometer vliegt. In het massaspektrogram uit zich dit door een complexe structuur in de pieken, zie hiervoor bij de meetresultaten. Eenzelfde soort

afwijking wordt veroorzaakt door onvolkomendheden in het RF veld dat gebruikt wordt.

Een ander probleem vormt de eindige lengte van de staven, in de theorie wordt ervan uitgegaan dat deze oneidig lang zijn. Deze afwijking veroorzaakt piekverbreding, dit is als volgt in te zien: als een ion met grote snelheid de massaspektrometer binnenkomt dan zal het slechts een beperkt aantal RF perioden in het veld aanwezig zijn. Hierdoor is het mogelijk dat een ion dat instabiel is onder de gegeven omstandigheden toch de Q-pool kan passeren. Ionen van een bepaalde massa zullen dan ook gedetekteerd worden bij massa's die enigszins afwijken van de echte massa waarvoor de piek breder wordt. Dit probleem kan zoveel mogelijk beperkt worden door ervoor te zorgen dat de ionen zo langzaam mogelijk door de massaspektrometer gaan. Dit wordt in de praktijk gerealiseerd door de gehele massaspektrometer op een bepaalde potentiaal te brengen, hierdoor worden ionen afgeremd als ze de Q-pool binnentreden en zullen zolang mogelijk in het instrument blijven.

In het stabiliteitsdiagram worden alle ionenbanen stabiel genoemd die een amplitude hebben die eindig is. In de praktijk moet de amplitude van de baan natuurlijk kleiner zijn als de afstand tussen de staven. Dit heeft tot gevolg dat een aantal punten aan de randen van de stabiele gebieden in het stabiliteitsdiagram in werkelijkheid instabiele banen voorstellen, hierdoor zal de vorm van de top van het werkgebied afgeknot zijn. Dit heeft tot gevolg dat het instellen van een heel grote resolutie niet mogelijk is. Als een Q-pool gebruikt wordt met andere instrumenten die een groot elektrisch veld veroorzaken (zoals een channeltron) zal dit veld in de Q-pool binnendringen. Dit verstoort uiteraard een goede werking van het instrument. Om dit te vermijden moeten metalen rooster aan de in en/of uitgang aangebracht worden. Dit heeft echter weer een aanzienlijk verlies van ionen tot gevolg.

1.2 De elektrische probe

In de experimenten is gebruik gemaakt van een elektrische probe, dit is gedaan omdat het belangrijk is om naast de samenstelling van de ionen in het plasma ook iets te weten over de plasmaparameters. Met een elektrische probe kan op eenvoudige wijze de temperatuur en de dichtheid van de elektronen gemeten worden. Het voordeel van een probe boven andere plasma-diagnostieken is, naast de eenvoud, dat plasmaparameters lokaal bepaald kunnen worden. Andere methoden geven een gemiddelde waarde over een groter volume. Er is gebruik gemaakt van een dubbele probe, zo'n probe bestaat uit twee metalen draden die op korte afstand van elkaar in het plasma worden gebracht. Het voordeel van een dubbele probe boven een enkelvoudige is dat een dubbele probe geen stroom aan het plasma onttrekt, waardoor de beïnvloeding van het plasma door de meting minimaal is. Alleen het laatste stukje van de metaaldraad is in contact met het plasma, de rest wordt met een isolerende mantel afgeschermd. Door op de twee draden van de probe een variabele spanning te zetten kan men een spanning-stroom karakteristiek opnemen, hieruit zijn de voorgenoemde plasmaparameters te bepalen. Hierbij mag de probe het plasma niet noemenswaardig verstoren. Dit houdt in dat de probe niet zo heet mag worden dat elektronenemissie vanuit het metaal optreedt, de spanning over de twee draden niet zo groot mag zijn dat er extra ionisaties in de omgeving van de probe plaatsvinden en de stroom die de probe trekt zo klein is dat het plasma niet 'leeggezogen' wordt.

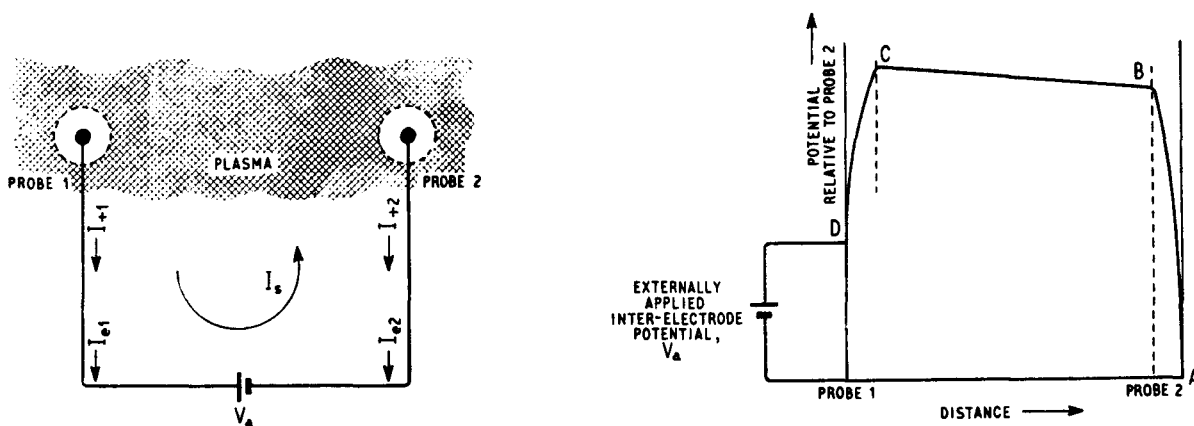
1.2.1 Het principe van de dubbele probe

Hoewel de experimentele bepaling van de probe karakteristiek vrij eenvoudig is geldt dit helaas niet voor de theoretische analyse hiervan. Er is niet een methode van interpretatie, maar een groot

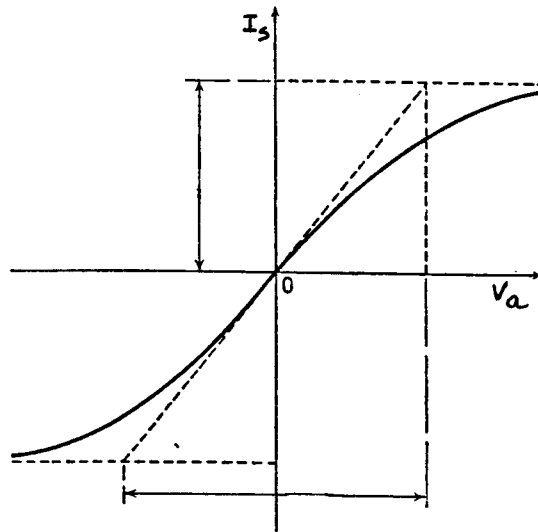
aantal. De reden hiervoor is dat er zoveel verschillende plasma's zijn met lage en hoge drukken en met lage en hoge ionisatie etc graden.

Als een potentiaalverschil tussen de twee elektroden aangebracht wordt dan zullen de positieve ionen aangetrokken worden door de negatieve elektrode en de elektronen door de positieve. Het elektrische veld probeert de neutraliteit van het plasma op te heffen. Deze ladingsscheiding wordt onmiddellijk tegengewerkt door de verplaatsing van ladingsdragers. Door de absorbtie van ionen en elektronen zal alleen in de onmiddellijke omgeving van de twee draden een ladingsscheiding ontstaan. Deze gebieden rond de elektrodes worden sheaths genoemd en hebben, in het ideale geval, een doorsnede die in de orde van een debye-lengte is. De grootste verandering in de spanning zal in deze gebieden optreden.

In figuur 1.2.1 is het schakelschema van de probe gegeven. In figuur 1.2.2 is de karakteristiek geschetst die verkregen wordt als beide metaaldraden hetzelfde oppervlak hebben en het plasma homogeen is. V_a is het potentiaalverschil tussen de twee draden



figuur 1.2.1 Het schakelschema van de dubbele probe en de potentiaaldistributie in het gebied tussen de probes.



figuur 1.2.2 Dubbele probe karakteristiek.

en I_s de stroom die door het circuit vloeit. Omdat we te maken hebben met een zwevend systeem is de stroom die aan het plasma onttrokken wordt nul. Hieruit volgt dat aan de volgende vergelijking voldaan moet worden:

$$I_{+1} + I_{+2} = -(I_{e1} + I_{e2}) \quad 2.1$$

Hierin zijn I_{+1} , I_{+2} de ionenstromen en I_{e1} , I_{e2} de elektronenstromen naar de twee draden.

Het is belangrijk om te weten dat in het algemeen I_{+1} en I_{+2} maar weinig veranderen als de potentialen V_1 en V_2 veranderen; mits V_1 en V_2 negatief zijn t.o.v. de plasma potentiaal. Dit is in contrast met de elektronenstromen die sterk toenemen naarmate de probepotentiaal dichterbij de plasmapotential komt.

Als V_a toeneemt wordt een punt bereikt waar de tweede draad zo negatief wordt dat er geen elektronen meer kunnen komen.

Vergelijking 2.1 wordt dan:

$$-I_{e1} = I_{+1} + I_{+2} \quad 2.2$$

Dit betekent dat de elektronenstroom naar probe 1 is gelijk aan de som van de ionenstroom naar beide probes. Aan deze conditie kan voldaan worden als probe 1 nog onder de plasmapotential is. Het is daarom gebruikelijk dat beide probes negatief zijn t.o.v. het plasma.

Een verdere toename van V_a zal de situatie niet wezenlijk veranderen. Omdat I_{e2} al nul is moet de potential van probe 1 zich zo instellen dat aan vergelijking 2.2 voldaan is. Het vergroten van V_a komt er dan ook op neer dat probe twee negatiever wordt t.o.v. het omringende plasma. Dit gebied van de karakteristiek wordt het verzadigingsgebied genoemd (gebieden AB en CD in figuur 1.1.2). Ideaal verzadigingsgedrag treedt niet op, dit komt doordat de sheathdikte rond de probes toeneemt bij een groter potentialverschil t.o.v. de plasmapotential.

1.2.2 Afleiding van de probe karakteristiek

Als we aannemen dat de elektronen energieverdeling in het plasma maxwells is; dan worden de elektronenstroombichtheid gegeven door

$$I_{e1} = i_{e1}A \exp(+V_1/V_e) \quad V_1 < 0 \quad 2.3$$

$$I_{e2} = i_{e2}A \exp(+V_2/V_e) \quad V_2 < 0 \quad 2.4$$

waarin A het oppervlak van een probe is, i_{e1} , i_{e2} zijn de elektronenstroombichtheden in de omgeving van de twee probes en $V_e = kT_e/e$.

Door gebruik te maken van 2.1 verkrijgen we:

$$I_{+1} + I_{+2} = \Sigma I_+ = -[i_{e1}A \exp(+V_1/V_e) + i_{e2}A \exp(+V_2/V_e)] \quad 2.5$$

V_1 en V_2 zijn verbonden door de relatie :

$$V_a = V_1 - V_2 \quad 2.6$$

De stroom door de schakeling wordt gegeven door:

$$I_s = I_{+1} + I_{e1} = -(I_{e2} + I_{+2}) \quad 2.7$$

2.5 en 2.6 geven samen:

$$\Sigma I_+ = -I_{e1} \{1 + (i_{e2}/i_{e1}) \exp[(-V_a)/V_e]\} \quad 2.8$$

Als aangenomen wordt dat $i_{e1} = i_{e2}$ en de ionenstromen I_{+1} en I_{+2} ook gelijk zijn en onafhankelijk van de potentiaal zijn dan kan een eenvoudige formule voor de probe karakteristiek gegeven worden:

$$I_s = I_+ \left[\frac{\exp[(V_{bc} - V_a)/V_e] - 1}{\exp[(V_{bc} - V_a)/V_e] + 1} \right] = I_+ \tanh[(-V_a)/2V_e] \quad 2.9$$

Deze uitdrukking geeft aan dat de karakteristiek symmetries is rond V_a . Voor grote V_a is er sprake van verzadiging met $I_s = I_+$.

1.2.3 De bepaling van de elektronentemperatuur en de elektronendichtheid uit de probekarakteristiek

Als we aannemen dat de elektronenenergieverdelingsfunctie in het plasma een Maxwellverdeling is dat is de elektronenstroom naar de twee probes gelijk aan:

$$I_{e1} = i_{e1} A \exp(V_1/V_e) \quad V_1 < 0$$

$$I_{e2} = i_{e2} A \exp(V_2/V_e) \quad V_2 < 0$$

De elektronentemperatuur wordt dan gegeven door de expressie:

$$KT_e/e = (I_{+1s} + I_{+2s} - 0.85(S_1 \Delta V_1 + S_2 \Delta V_2)) / (4(dI_d/dV_d) + (S_1 + S_2))$$

De elektronendichtheid wordt, onder aanname van kwasi-neutraliteit, gegeven door:

$$n_e = I_{ii} (2KT_e/M_i)^{-0.5} / (CeA)$$

In deze formules is:

K de konstante van Boltzmann,

T_e de elektronentemperatuur,

e de lading van een elektron,

I_{+1s} de verzadigde ionenstroom van probe 2,

I_{+2s} de verzadigde ionenstroom van probe 1,

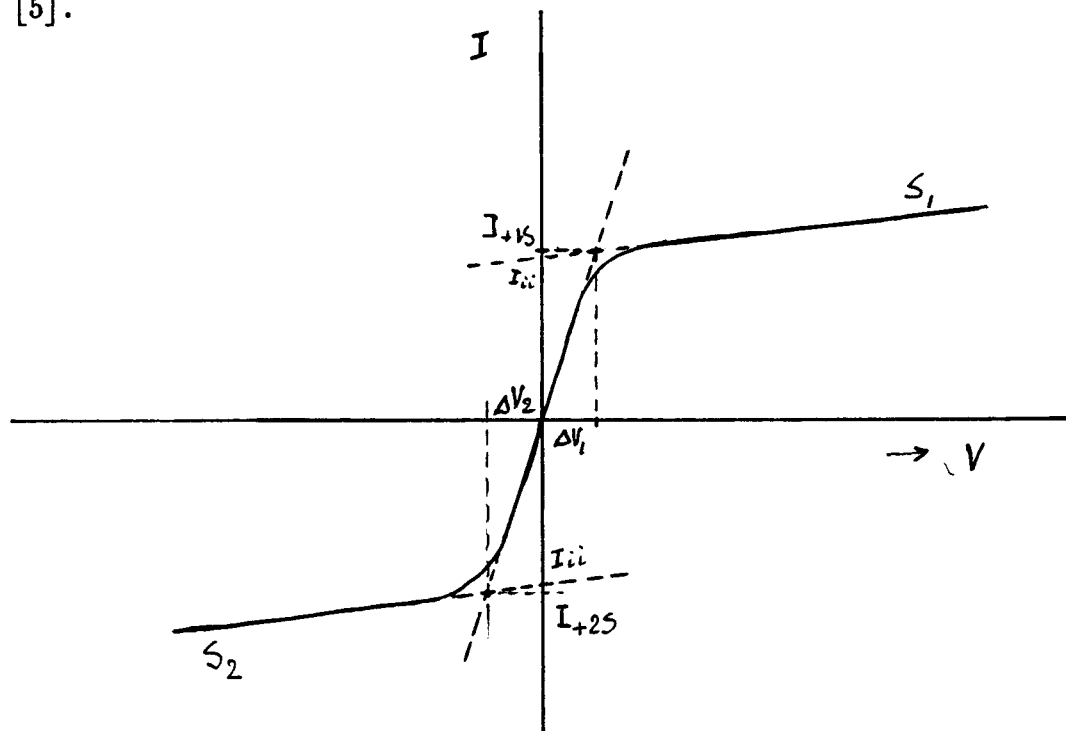
S_1 de helling van de karakteristiek na verzadiging ($V > 0$),

S_2 de helling van de karakteristiek na verzadiging ($V < 0$),

$\Delta V_1, \Delta V_2$ zie figuur,
 dI/dV de helling van de kurve in de oorsprong,
 n_e de elektronendichtheid,
 I_{ii} zie figuur,
 m_i massa van elektron,
 C een konsante die bepaald wordt door de vorm van de probe,
 A het oppervlak van de probe.

Zoals voorheen al is opgemerkt is de interpretatie van de karakteristiek moeilijk. Om het gebruik van voorgaande formules te rechtvaardigen zijn een aantal aannames gemaakt waarvan niet aangetoond kan worden dat hieraan ook werkelijk voldaan is. De resultaten van deze metingen moeten dan ook met enige terughoudendheid bekeken worden.

Een uitgebreide behandeling van de dubbele probe is te vinden in [5].



figuur 1.2.3 De probe karakteristiek met daarin aangegeven de waarden die in de formules gebruikt worden.

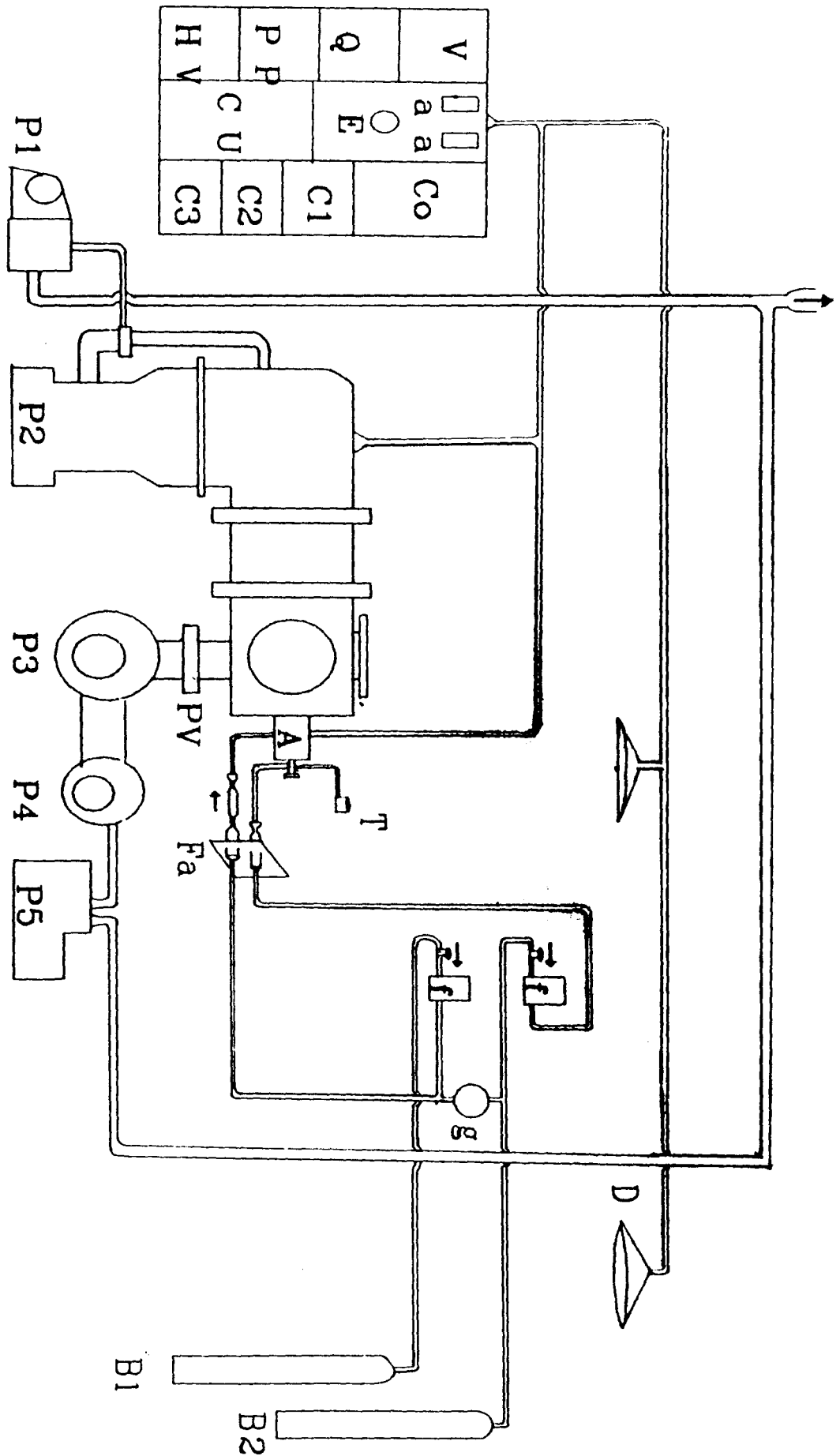
HOOFDSTUK 2 DE MEETOPSTELLING

Inleiding

Het doel van dit projekt is om de ionensamenstelling te meten die aanwezig is in het uitstromende plasma van een kaskadeboog. In de kaskadeboog worden verschillende gassen en mengsels hiervan gebruikt. Het moet mogelijk zijn om zowel de verschillende soorten ionen afzonderlijk te kunnen identificeren als de totale ionenflux te bepalen. Voor de identifikatie van de verschillende ionensoorten is gebruik gemaakt van een kwadru poolmassaspektrometer met een channeltron als detektor. De totale flux is gemeten met een faradayopvanger.

Om dit doel te kunnen bereiken is een opstelling gebouwd die aan een aantal eisen moet voldoen. De kaskadeboog vereist een gasregeling en een elektrische schakeling die in staat is grote vermogens te verwerken. Omdat de gasstroom door de boog groot is moet het pompcircuit over een vrij grote capaciteit beschikken om voldoende lage druk in het vakuumsysteem te bereiken. Om de door de boog gedissipeerde energie af te voeren moet een koelsysteem aanwezig zijn dat de boog zelf en de rest van de opstelling tegen oververhitting beschermt. De gastoevoer naar de boog moet nauwkeurig te regelen zijn en in verband met het gebruik van waterstof aan hoge veiligheidseisen voldoen. Om eventuele onvoorziene omstandigheden, te hoge of te lage ionenflux, het hoofd te kunnen bieden moet een zekere flexibiliteit in het systeem aanwezig zijn.

De opstelling die gebouwd is was al voor een gedeelte aanwezig, zij is door Bas Gravendeel gebruikt om ionen in koronaontladingen bij atmosferiese druk te meten. De veranderingen die aangebracht zijn hebben voornamelijk betrekking op het gebruik van de kaskadeboog, die heel andere eisen stelt dan een koronaontlading. Zo is de pompkapaciteit vergroot, een regeleenheid voor het gehele systeem gebouwd en zijn de nodige technische aanpassingen gemaakt voor de montage van de kaskadeboog.



figuur 2.1 Overzicht van de gehele opstelling.

Toelichting bij figuur 2.1.

V - Indikatoren voor vakuummeters.

Q - Besturingseenheid voor massaspektrometer.

PP - Voeding voor elektrische probe.

HV - Hoogspanningsvoeding voor channeltron.

a - Waterstofalarm.

E - Noodschakelaar.

CU - besturingseenheid voor het systeem.

CO - Komputer.

C1, C2, C3 - Voedingen voor de drie kathodes.

A - Kaskadeboog.

D - Waterstofdetektoren.

T - Drukmeter voor de boog.

Fa - Flamekiller.

P1, P5 - Voorvakuumpomp.

P2 - Diffusiepompe.

P3, P4 - Rootspompen.

f - Floumeters.

g - Pneumatische kleppen.

B1 - Waterstof/stikstoffles.

B2 - Argonfles.

→ - Benrichtingsklep.

↑ - Gasafvoer.

PV - Klep die met de hand bediend kan worden.

2.1 Het pompcircuit

De opstelling bestaat uit twee kompartimenten die van elkaar gescheiden zijn, een extraktor (een cirkelvormig metalen plaatje met een gat van 0.1 mm diameter) maakt het echter mogelijk dat ionen en neutralen van het ene naar het andere kompartiment stromen. Door de diameter van het gat zal de gasstroom echter zeer klein zijn. In het ene kompartiment bevindt zich de massaspektrometer (met eventueel de ionenbron) en de detektor, voor een goed functioneren moet de druk lager zijn dan 10^{-2} pascal. Om dit te bereiken wordt gebruik gemaakt van een oliediffusiepomp in combinatie met een voorvakuumpomp. De druk die hiermee bereikt kan worden ligt, als lang genoeg gepompt is, tussen de 10^{-4} en 10^{-5} pascal.

In het andere kompartiment stroomt het gas dat uit de kaskadeboog komt. Aangezien deze hoeveelheid gas tot 10 l/min (van 1 bar en 290 K) kan oplopen is een grote pompsnelheid gewenst en daarom is gekozen voor twee rootspompen en een voorvakuumpomp in serie. Bij maximale gasstroom en maximale pompsnelheid blijft de druk beneden 10 pascal. De pompsnelheid kan continu gevarieerd worden met de klep die zich tussen de vakuumkamer en de eerste rootspomp bevindt. Deze klep kan door middel van een wiel gesloten of geopend worden. Hierdoor kan de druk in dit kompartiment opgevoerd worden tot ongeveer 200 pascal. Hogere drukken zijn ook mogelijk maar er treden dan instabiliteiten op in het plasma. De drie pompen zijn zo geschakeld dat het onmogelijk is een pomp te starten voordat de pomp(en) die erna (vanaf het vakuumgedeelte gezien) komen reeds draaien, het inschakelen van een rootspomp zou de voorvakuumpomp als deze niet ingeschakeld is, beschadigen. De afvoer van de pompen is op een gasdichtkanaal van PVC pijpen aangesloten dat op het dak uitkomt. Het afvoerkanaal kan met stikstof gespoeld worden. De stikstof wordt aan de uitgang van de beide voorvakuumpompen geïnjecteerd. Het doel hiervan is om te

bereiken dat de concentratie van waterstof in de afvoerpijp altijd lager dan de LEL (lower explosive limit) -waarde blijft. In de afvoerpijp zijn na de beide voorvakuumpompen eenrichtingskleppen aangebracht die zoveel mogelijk verhinderen dat lucht in het afvoerkanaal terecht komt. Het lag in de bedoeling om bij de uitlaat op het dak ook zo'n klep te plaatsen en daarop nog een vlamdoover, maar dit werd door de beveiligingsambtenaar niet toegestaan. Alle elektrische aansluitingen van de pompen zijn in een kast ondergebracht waardoor een eenvoudige en overzichtelijke bediening gewaarborgd is. De oliediffusiepomp is voorzien van een beveiliging tegen oververhitting waardoor deze meteen afslaat als de koelwatertoevoer gestopt wordt of als de olie te heet is. De koeling van de diffusiepomp geschiedt met water en met een freonkoeler. De freonkoeler pompt gekoeld freon door de baffle op de pomp. Hierdoor is het zo goed als onmogelijk dat oliedampen bij de massaspektrometer terecht komen, een nadeel hiervan is dat er ijsvorming op dit deel van de opstelling (aan de buitenkant uiteraard) ontstaat die korrosie veroorzaakt.

2.2 De aansluiting van de massaspektrometer en de detektor

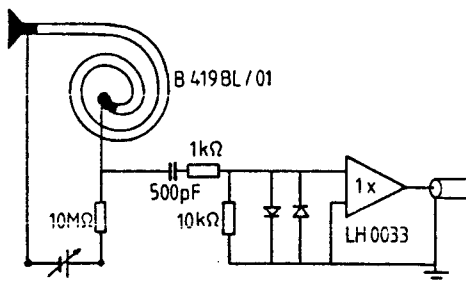
De massaspektrometer die gebruikt is een kwadrupool-massaspektrometer van Balzers type QMA 140. Bij dit type is een besturingsunit (QMG 311) beschikbaar die zowel met de hand als met de komputer aangestuurd kan worden. Als detektor is een channeltron gebruikt. Een channeltron is een smal glazen pijpje dat spiraalvormig gebogen is, en aan de binnenkant voorzien is van een laag met grote elektrische weerstand. Als er een spanning over de beide uiteinden van de channeltron gezet wordt, dan gaat deze laag zich gedragen als een groot aantal dynodes in serie. De ingang van de channeltron krijgt (voor positieve ionen) een spanning van -3kV terwijl het einde geaard is. Een positief ion

zal door de voorkant van de channeltron aangetrokken worden en bij de botsing een aantal elektronen vrijmaken. Deze elektronen zullen zich onder invloed van het elektrisch veld in de channeltron een weg naar het einde van de channeltron banen. Tijdens hun tocht botsen deze elektronen op de laag in de channeltron en maken hierbij weer nieuwe elektronen vrij. De channeltron geeft per invallend ion een stroompuls van ongeveer 10^8 elektronen. Deze waarde hangt, naast de potentiaal over de channeltron af van het soort en de energie van het invallend deeltje.

De massaspektrometer en de detector zijn op een metalen slede bevestigd die het mogelijk maakt om het geheel naar boven en naar beneden, naar voor en naar achter te bewegen en om een verticale as te laten roteren. Hierdoor kan het geheel zo ingesteld worden dat de extraktor opening zich ter hoogte van de massaspektrometer bevindt. De Q-pool biedt bovendien de mogelijkheid om een ionenlens en/of een ionenbron op de voorkant te monteren. De aansluitingen voor al deze componenten zijn gemaakt op een flens. De voedingsspanning voor de massaspektrometer komt binnen via twee coaxkabels, hierbij is het belangrijk de lengte tot een minimum te beperken anders is het moeilijk de twee RF signalen op elkaar af te stemmen. De andere aansluitingen zitten aan een D-konnektor. Voor de gloeidraden van de ionenbron zijn drie aansluitpinnen van de D-konnektor doorverbonden, omdat er een stroom van 3 Ampere door kan vloeien.

De channeltron bevindt zich achter de massaspektrometer, in een verticale positie en een centimeter onder de as van de Q-pool. Dit laatste is noodzakelijk omdat een channeltron gevoelig is voor licht (fotoelektrisch effect), het licht van de kaskadeboog zou de meting verstoren. De uitgang van de Qpool is voorzien van een metalen rooster dat het inwendige van de Qpool zoveel mogelijk afschermt van het elektrische veld dat zich rond de channeltron bevindt. De stroomstootjes die in de detector

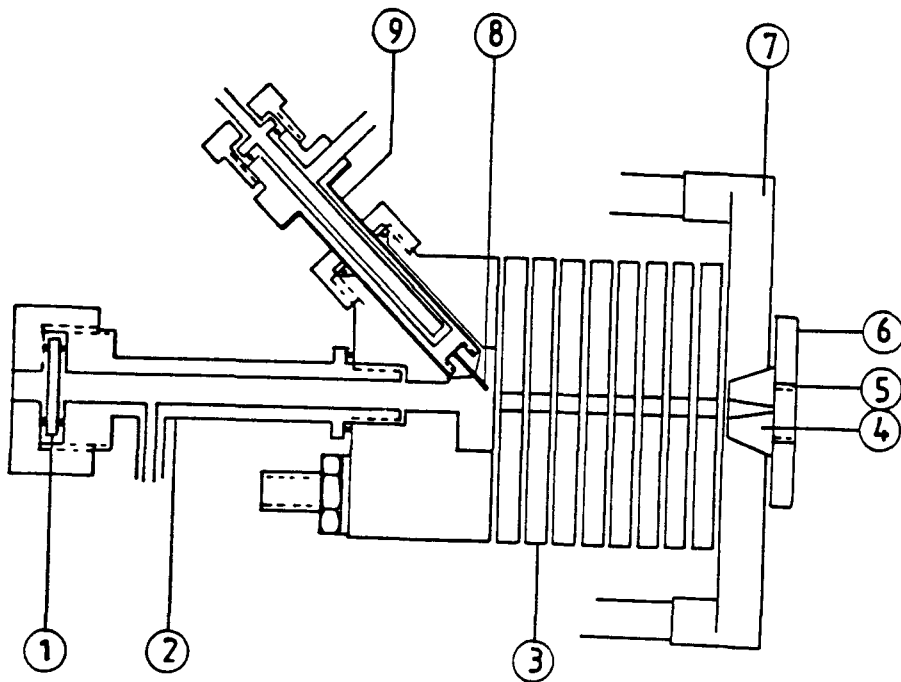
ontstaan worden opgevangen door een hoogspanningskondensator die ervoor zorgt dat de hoogspanning over de channeltron niet in het verdere circuit kan komen. Om het signaalverlies in de leidingen zo klein mogelijk te maken is er een buffer gebruikt. De ingang van de buffer is beveiligd met twee diodes die, in het geval de hoogspanningskondensator het begeeft kortsluiting veroorzaken, waardoor de hoogspanning wegvalt. De twee weerstanden in de schakeling dienen als compensatie voor parasitaire capaciteiten.



figuur 2.2 De bufferschakeling.

2.3 De kaskadeboog

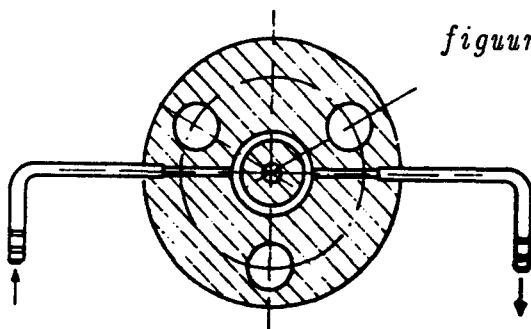
De kaskadeboog is nu zo'n tien jaar in gebruik als bron voor plasma's. Het is een flexibel instrument dat in een breed gebied van drukken en stroomsterkten gebruikt kan worden. Het uitstromende plasma heeft een hoge elektronendichtheid en ionisatiegraad, terwijl het een matige temperatuur heeft. Een kaskadeboog bestaat, in essentie, uit een anode, drie kathodes en daartussen een aantal van elkaar geïsoleerde koperen platen. De platen en de anode zijn voorzien van een doorboring, zodat er een buisvormige holte in de kaskadeboog ontstaat. In deze holte wordt het plasma gevormd. Via de opening in de anode kan het plasma uit de boog stromen. De drie kathodes bevinden zich in een speciaal kopstuk dat in verbinding staat met de holte, de kathodes zijn gemaakt van wolfram waaraan thorium is toegevoegd. Dit thorium verhoogt de elektronenemissie van de kathodes, dit maakt het mogelijk om bij lagere temperatuur te werken en verhindert op



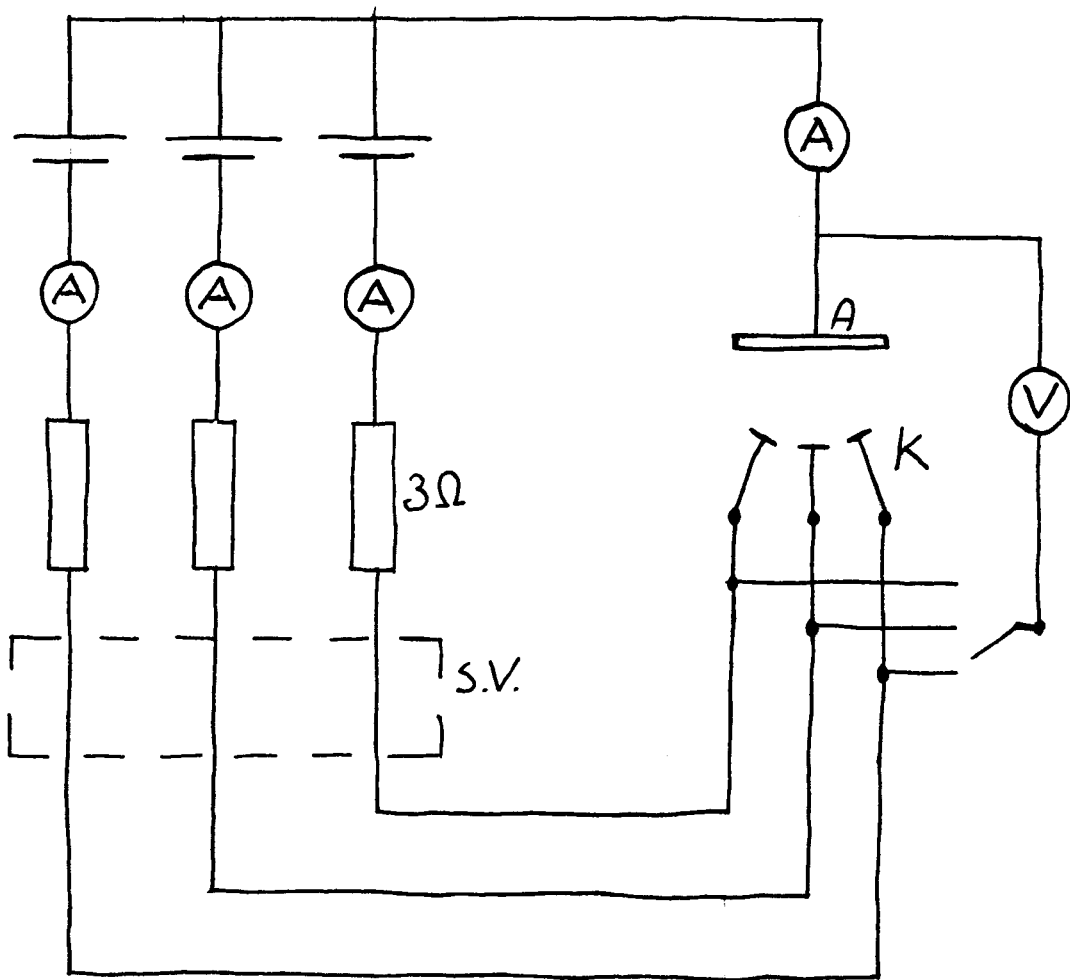
figuur 2.3 De kaskadeboog. 1 BaF_2 venster, 2 vensterhouder, 3 kaskadeplaat, 4 anode, 5 boring voor vensterhouder, 6 aandrukplaat, 7 anodehouder, 8 kathodestift, 9 kathodehouder.

deze manier het smelten van de kathodes. De boog heeft verder nog aansluitingen voor gastoevoer en drukmeting. Omdat er zeer veel warmte in de boog wordt gedissipeerd zijn de kathodes, platen en anode voorzien van waterkoeling.

De drie kathodes van de kaskadeboog hebben elk een aparte voeding. Deze voedingen kunnen elk 250V en 30A leveren. De anode is met de aarde verbonden. In de kabel van de voeding naar de kathode zijn zes parallelle weerstanden (kwartsstralers, totale weerstand 3Ω) geschakeld die dienen voor stroombegrenzing en stabilisatie van de boog. Verder is een hoogspanningsvoeding in de leiding opgenomen die nodig is om de boog te starten.



figuur 2.4 Dwarsdoorsnede van kaskadeplaat.



figuur 2.5 Schakeling van de voedingen van de boog, S.V. : startvoeding, A : anode, K : kathode.

2.4 De koeling

Omdat in het gehele systeem veel energie gedissipeerd wordt is een goede koeling van groot belang. Omdat bij het uitvallen van de koeling schade aan de boog en andere componenten kan optreden moet de koeling zo beveiligd zijn dat bij een te lage koelwaterstroom de voedingen van de boog automatisch uitgeschakeld worden. De plaatsen in de opstelling die gekoeld moeten worden zijn: de weerstanden die in de leidingen naar de kathodes toe

opgenomen zijn, de flens die de twee vacuüm kompartimenten scheidt, de stalen mantel van het kompartiment waar de boog mee verbonden is, de diffusiepomp en de boog zelf. De boog zelf heeft drie delen die afzonderlijk gekoeld worden: de kathodes de platen en de anode. De koelwatertoevoer naar al de delen kan met kranen afzonderlijk geregeld worden. Bij de afvoer van al deze leidingen is een flowmeter gemonteerd die een signaal geeft zodra de flow beneden een van te voren ingestelde waarde komt. Aan het begin van de watertoevoerleidingen zijn elektrische kleppen aangebracht die het mogelijk maken de watertoevoer in een keer te stoppen of te starten. De flens die de beide vacuümkamers scheidt is van binnen hol door deze holte stroomt water hetgeen een efficiënte koeling tot gevolg heeft. Op de mantel van deze kamer is met metaalkit een koperen leiding gemonteerd die de mantel koelt, omdat de warmtegeleidbaarheid van staal klein is is deze koeling niet zo efficiënt en kan de mantel vrij heet worden. De weerstanden geven veel warmte af, bij een stroomsterkte van 25 A zijn zij roodgloeiend. De weerstanden bevinden zich in een koperen omhulsel waardoor aan twee zijden koelwater vloeit.

2.5 De gasregeling van kaskadaboog

De opstelling heeft de mogelijkheid om twee gassen tegelijkertijd in de kaskadeboog te injecteren, dit kan aan het einde van de boog gebeuren of een gas kan halverwege de boog geïnjecteerd worden. Er zijn twee afzonderlijke gasleidingen van de cylinders naar de boog aangelegd, in een hiervan zijn speciale voorzieningen getroffen die het veilig gebruik van waterstof mogelijk maken. De leiding die voor argon gebruikt wordt is van PVC. In deze leiding bevinden zich vanaf de cylinder achtereenvolgens een pneumatische klep, een afsplitsing naar de andere gasleiding, waarin zich ook een pneumatische klep bevindt, een flowmeter en aan het einde van de leiding een

eenrichtingsklep. De leiding die voor waterstof gebruikt wordt is van roestvrijstaal en bevat naast de reeds eerder genoemde componenten een flamekiller die verhindert dat bij een eventueel ongeluk een steekvlam zich een weg naar de gascilinder zou kunnen banen. De pneumatische kleppen kunnen bediend worden met perslucht, het aan-of uitschakelen van de perslucht geschiedt met elektrische kleppen die op geruime afstand van de gascilinders gemonteerd zijn. Dit om te vermijden dat elektrische schakelingen in de buurt van de gascilinders/leidingen komen (bij de flowmeters is dit helaas niet te vermijden). Door de tussenverbinding tussen de twee leidingen bestaat de mogelijkheid om de waterstofleiding te spoelen met argon, de pneumatische klep in deze tussenleiding is zo afgesteld dat deze opengaat zodra de opstelling gestopt wordt.

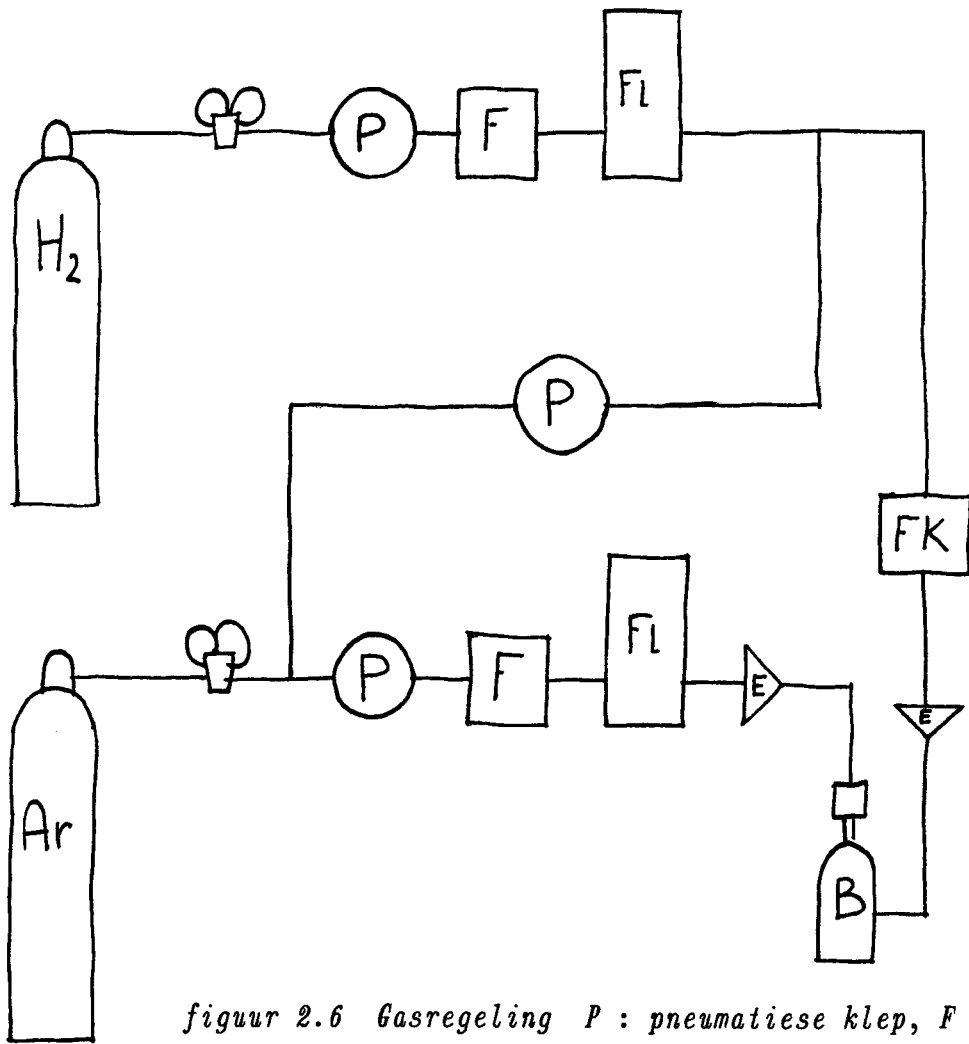
2.6 De drukmeting

De druk in de opstelling kan op verschillende plaatsen gemeten worden. In de boog zelf is een verbinding gemaakt die naar een drukmeter gaat, hiermee kan de druk aan de kathodezijde van de boog gemeten worden. Verder zijn in beide vakuumkaners drukmeters aangebracht, in het hoogvacuumgedeelte zijn er twee, een voor drukken hoger dan 1 pascal en een voor lagere drukken (tot 10^{-5} pascal). Een vierde drukmeter bevindt zich tussen de diffusiepomp en de voorvacuumpomp.

2.7 De signaalverwerking en besturing van de Q-pool

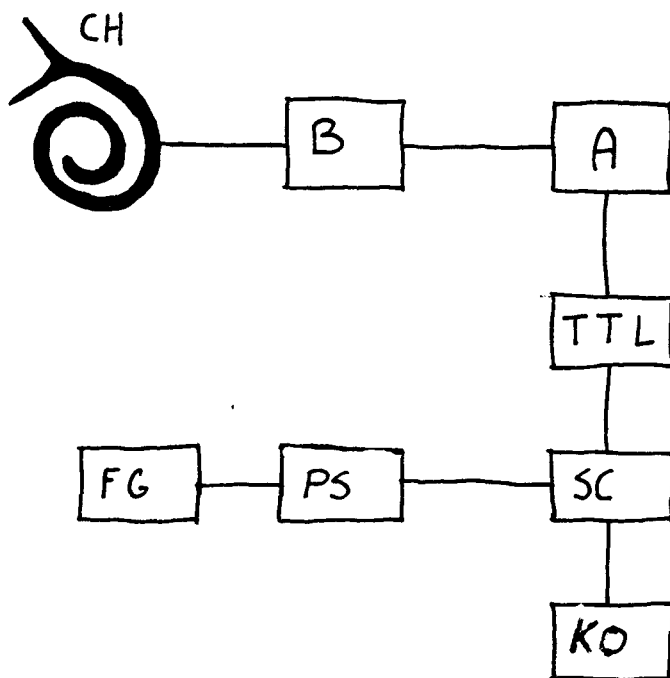
Zoals reeds vermeld is, worden de pulsen van de channeltron naar een buffer gevoerd die zorgt voor de impedantie aanpassing van het signaal. Na de buffer gaat het signaal via een coaxkabel met dubbele aardmantel naar een versterker die het signaal tienmaal

versterkt. Voor de versterker is nog een weerstand van 50Ω in de leiding geplaatst die ervoor zorgt dat er geen reflecties optreden. Na de versterker gaat het signaal naar een TTL converter die de pulsen zo omvormt dat deze geschikt zijn voor digitale elektronika.



figuur 2.6 Gasregeling P : pneumatische klep, F : filter, FL : flowmeter, FK : flamekiller, E : eenrichtingsklep, B : boog.

De pulsen gaan vervolgens naar een scaler. Een scaler is een instrument dat de binnenkomende pulsen aftrekt van een van te voren meegegeven getalwaarde, uit het verschil tussen de beginwaarde en de eindwaarde volgt het aantal pulsen dat binnengekomen is. Om uit dit aantal pulsen de frekwentie van het signaal te halen is het belangrijk dat precies bekend is in welke tijdsspanne er pulsen geteld zijn. Hiertoe beschikt de scaler over een gate ingang, op deze ingang kan een signaal gezet worden. Indien dit hoog is dan telt de scaler af indien dit laag is dan stopt de scaler met tellen. Dit signaal wordt met een presetscaler gegenereerd. De presetscaler telt net als de scaler van een van te voren meegegeven waarde af, tijdens het aftellen is het outputsignaal hoog zodra het aftellen gestopt is wordt het output signaal laag. De frekwentie waarmee het aftellen gebeurt kan men zelf bepalen door de gewenste frekwentie te geven op de clock-ingang van de presetscaler. De output van de presetscaler geeft nu pulsen af van een exacte tijdsduur. Deze pulsen worden doorgegeven aan de scaler zodat de frekwentie van de inkomende pulsen exact bepaald kan worden. Het geheel wordt bestuurd door een komputer die voor de juiste timing van de diverse componenten zorgt. Het aansturen van de massaspektrometer gebeurt via de komputer of met handbediening. De besturingseenheid van de massaspektrometer beschikt over de mogelijkheid om via een analoog extern signaal de massa in te stellen die gescand wordt. Dit analoog extern signaal loopt van 0 tot 10V en korrespondeert met een massa van 0 tot 100 AMU. Via een DAC wordt dit signaal gegenereerd. Het programma dat geschreven is biedt de mogelijkheid om een massascan te maken tussen twee willekeurige massa's, de meetgegevens in een file op te slaan, of ze op het scherm te tonen, een grafiek van het aantal counts versus de massa op het scherm af te beelden en op een xy-plotter dezelfde grafiek te tekenen.

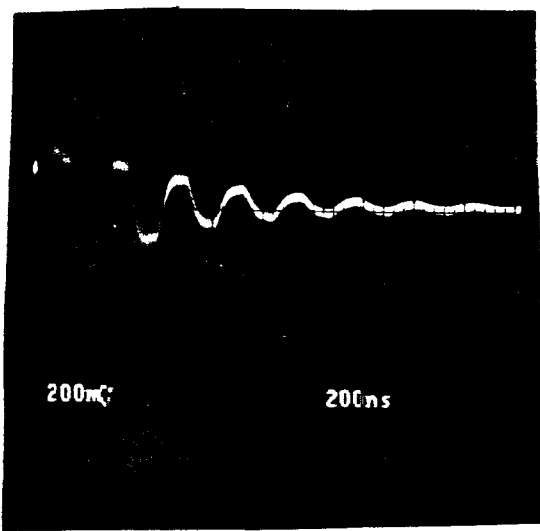


figuur 2.7 Signaalverwerking B : buffer, A : versterker, TTL : TTL - konverter, SC : scaler, PS : presetscaler, FG : frekwentiegenerator, KO : Komputer.

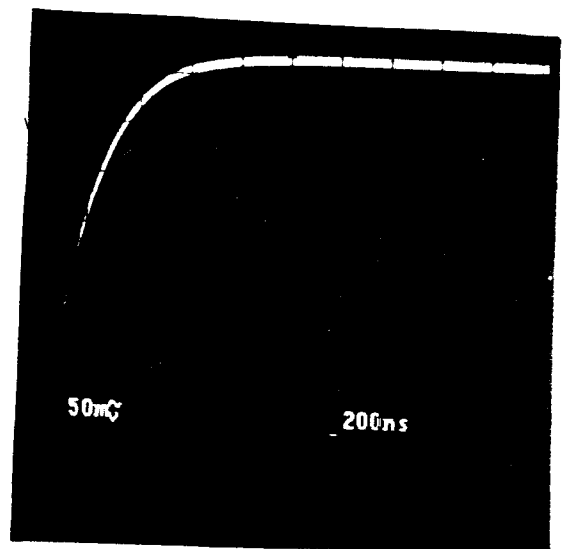
2.8 De besturingseenheid

Om de bediening van het geheel overzichtelijk te maken en om te vermijden dat er schade of ongelukken gebeuren is er besturingseenheid gebouwd waarmee de meeste componenten van de opstelling aan en uit gezet kunnen worden. De besturingseenheid bevat displays voor de stroom door de drie kathodes, de spanning over de kathodes, de totale stroom door de anode en de druk in de boog. Verder bevindt zich op het bedieningspaneel een resetknop, die ingedrukt moet worden als het systeem opgestart wordt, een aan- en een uitknop voor de waterkoeling, flowregeling voor de diverse gassen, een knop voor het aan en uit zetten van de startspanning van de boog en een noodschakelaar die het gehele systeem in een keer kan uitschakelen. Al deze knoppen zijn

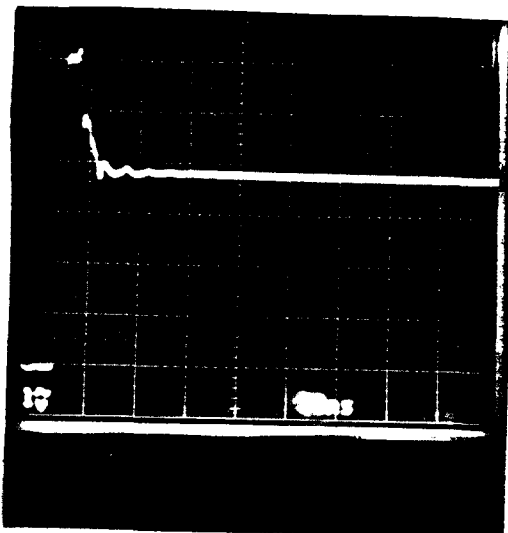
verbonden met relais die op zo'n manier zijn doorverbonden dat er geen situaties kunnen ontstaan die gevaar of schade zouden opleveren. Zo is het onmogelijk om de boog te starten als de waterkoeling niet aan is. Er kan geen waterstof in het systeem komen als de argonflow niet aan staat. De boog wordt onmiddellijk uitgeschakeld als de druk in de boog lager is dan 50 mBar. Het preciese schakelschema is in appendix 1 gegeven.



A

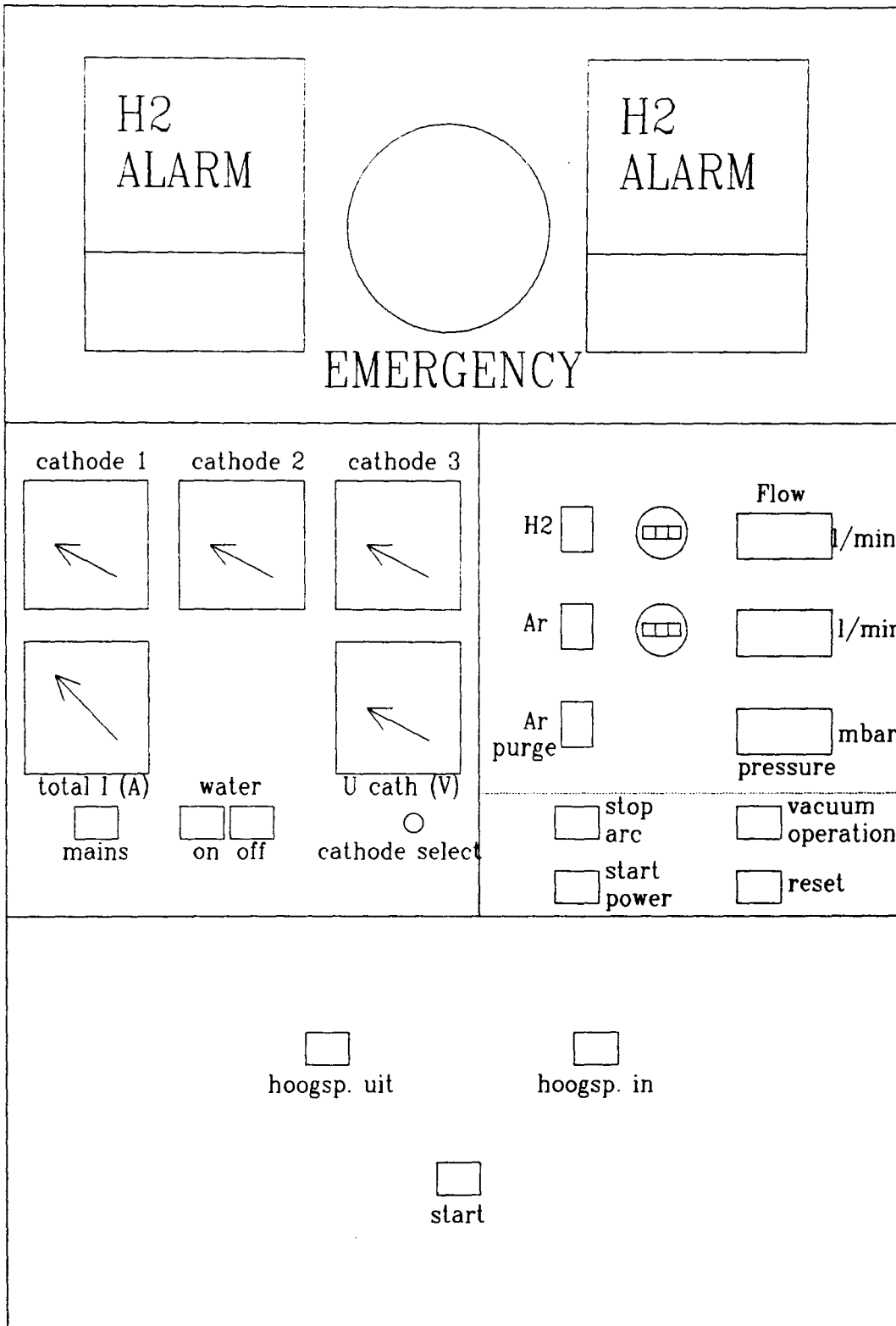


B



C

figuur 2.8 A : Signaal rechtstreeks uit buffer.
 B : Signaal met 50 ω voorschakelweerstand.
 C : Signaal na TTL - konversie.



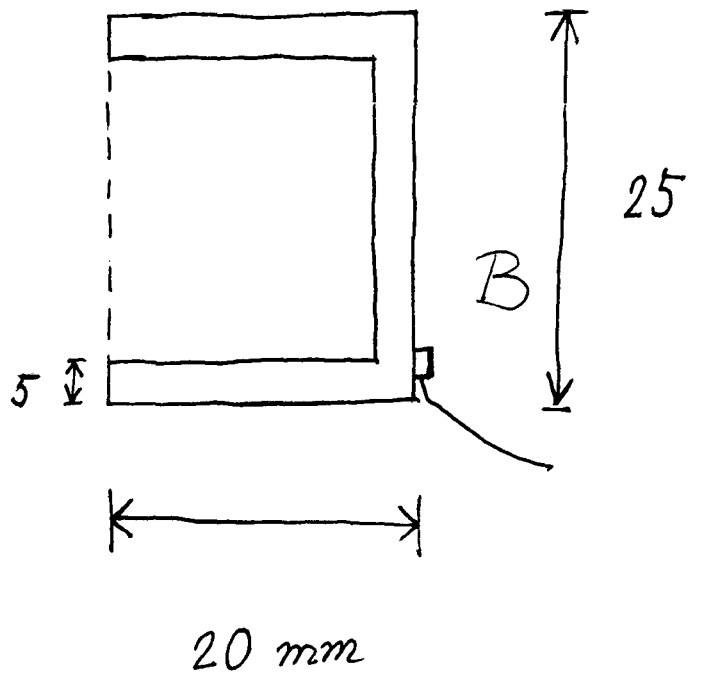
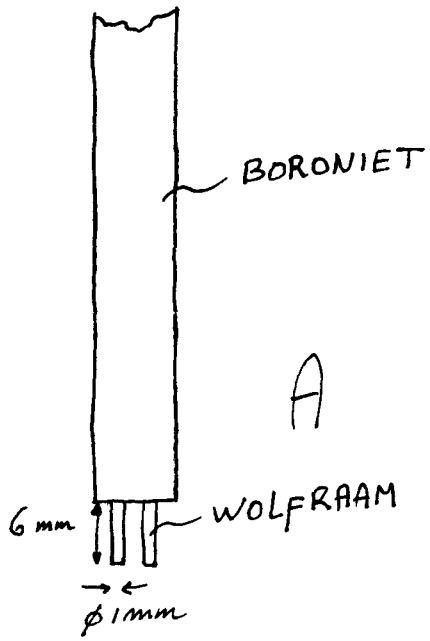
figuur 2.9 Frontaanzicht besturingseenheid plus startspanning (beneden).

2.9 Flexibiliteit en beveiliging

Om het systeem aan te kunnen passen aan eventuele onvoorziene omstandigheden is er een zekere flexibiliteit ingebouwd. De mogelijkheid bestaat om de cascadeboog in zijn geheel een stuk in de richting van het extraktiegat te verplaatsen, hierdoor wordt de ionendichtheid bij de extraktor groter. De extraktor zelf is gemonteerd op een koperen blok dat in de tussenflens vastgeschroefd is en makkelijk verwijderd of aangepast kan worden. De gehele opstelling is zo gebouwd dat het eenvoudig is om in de verschillende kompartimenten te komen. Hiertoe is het gedeelte dat de Q-pool bevat op wielen gezet die over een ronde rail kunnen lopen. De opstelling bevat een aantal 'blinde' flensen die desgewenst gebruikt kunnen worden voor probes etc. Bij de beveiliging van het geheel is vooral gedacht aan het gebruik van waterstof. Er zijn twee waterstof detektoren opgehangen een boven de waterstoffles en een boven de cascadeboog. Zodra een van de twee detektoren een waterstofconcentratie van meer dan 10% van de LEL meet (LEL voor waterstof is 4%), wordt automatisch de gehele opstelling afgeschakeld en gaat er een alarm. Als er 's nachts waterstof zou vrijkomen dan blijven de detektoren dit aangeven zodat dit de volgende dag gekonstateerd wordt. Als er tijdens het experiment iets misgaat kan de gehele opstelling door een druk op de noodschakelaar gestopt worden.

2.10 De probe en de faradayopvanger

De probe en de faradayopvanger die in de proeven gebruikt zijn zijn zelf vervaardigd. De probe is gemaakt van wolframdraad die omgeven is door een boronietschacht. De faradayopvanger is gemaakt van aluminium, en wordt omgeven door een teflon houder die in het koperen blok vastgezet is.



figuur 2.10 A : Elektriese probe. B : Faradayopvanger.

HOOFDSTUK 3 MEETRESULTATEN

3.1 Metingen met de ionenbron

In dit hoofdstuk zullen de meetresultaten besproken worden. Bij de metingen is gebruik gemaakt van de gassen Ar, H₂, He en N₂. Voor het uittesten van de massaspektrometer is er eerst een ionenbron op het instrument gemonteerd. Hiermee zijn een aantal metingen gedaan die nuttige informatie opleverde over de werking van het systeem. Om verschillende gassen te kunnen gebruiken is een provisoriese gasinlaat gemaakt in het hoog vakuumgedeelte van de opstelling.

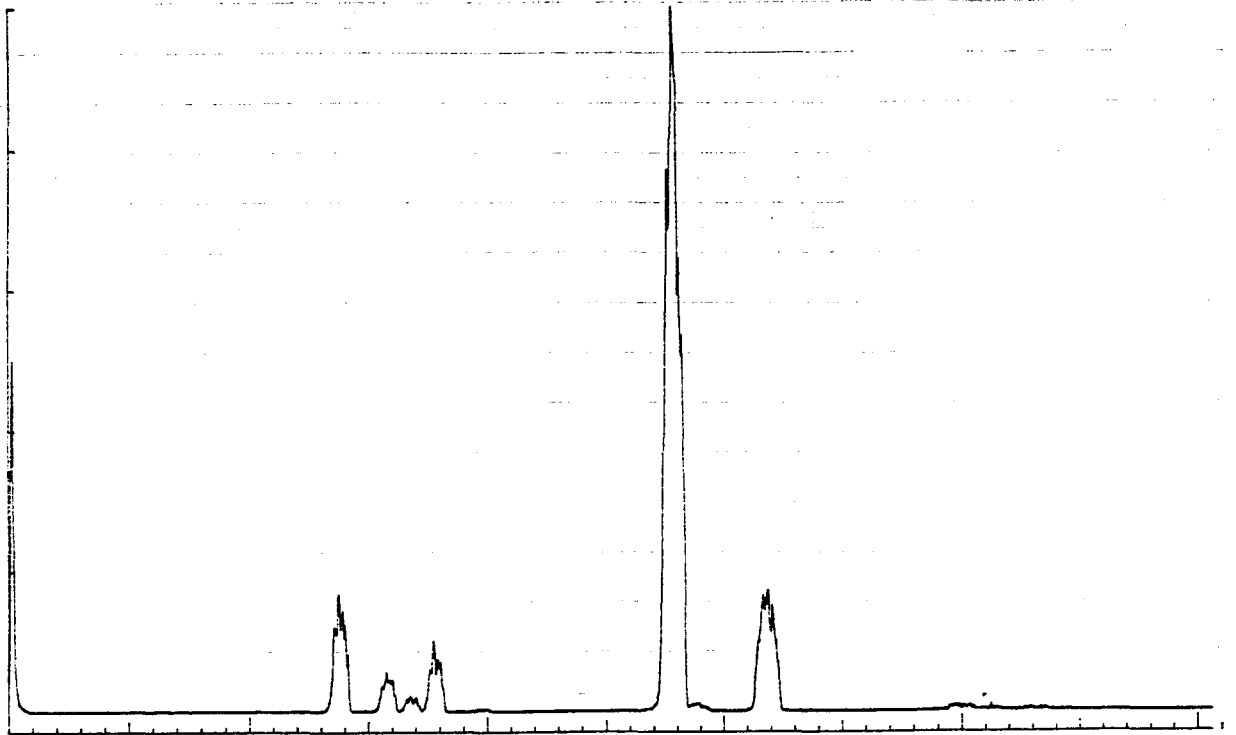
De ionenbron werkt als volgt: van de gloeikathode worden elektronen geëmitteerd die door de aangelegde spanning versneld worden en in de centrale ruimte terecht komen. Deze elektronen beschikken over voldoende energie om atomen of molekulen die zich in deze ruimte bevinden te ioniseren. Door de positieve potentiaal op het omhulsel van deze ruimte worden de ionen als het ware opgesloten en ontstaat er een plasma in deze ruimte. De extraktieplaat die zich voor de ingang van de massaspektrometer bevindt is op een zo hoge negatieve potentiaal gebracht dat ionen die in de buurt van die plaat komen uit het plasma worden getrokken en in de massaspektrometer schieten.

Hieronder zijn vier massaspektrogrammen afgebeeld. Het eerste (fig 3.1.1) is van (technies zuivere) lucht, hierin kunnen de pieken van H⁺, N⁺, O⁺, OH⁺, H₂O⁺, N₂⁺ en O₂⁺ onderscheiden worden en bij massa 40 is met wat fantasie de piek van Ar⁺ te zien. Er treedt altijd een kleine verschuiving op ten opzichte van de werkelijke massa, de piek van H⁺ ligt bijvoorbeeld bij een massa

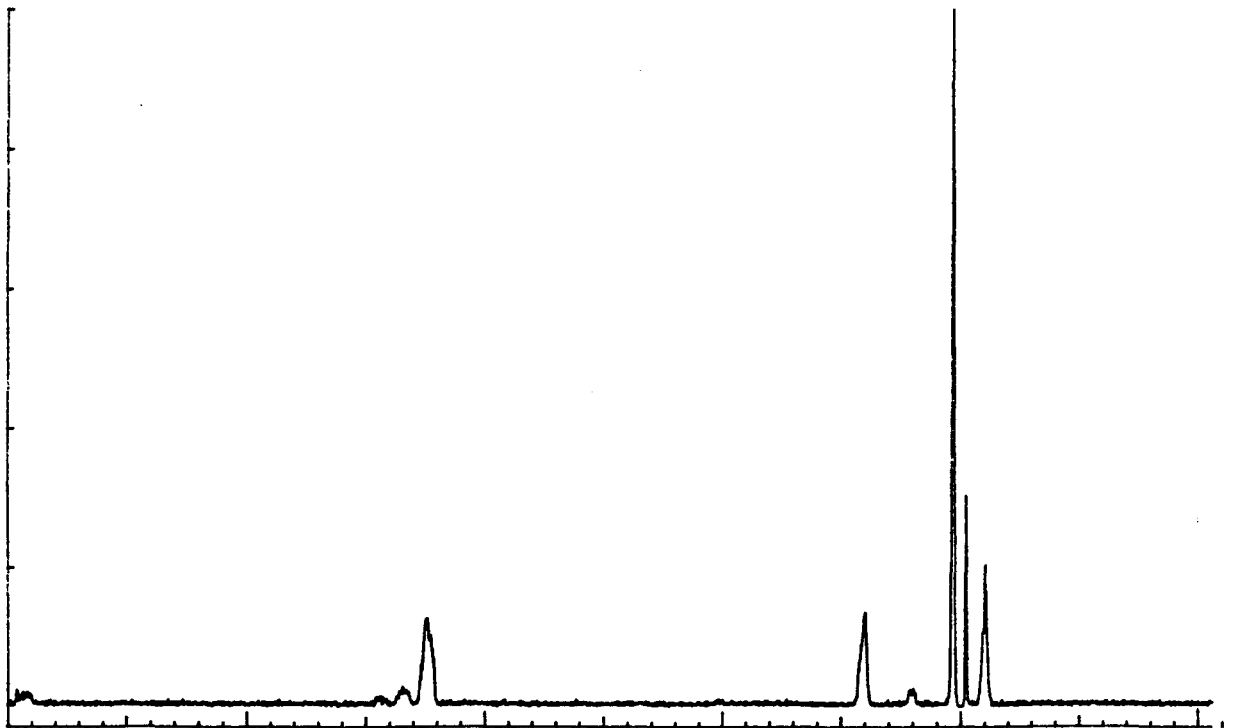
van ongeveer 0.3, deze verschuiving wordt altijd waargenomen en vindt zijn oorsprong in de apparatuur. In het massaspektrogram valt ook op dat de H^+ piek veel groter dan verwacht is. Bij latere metingen wordt dit ook steeds waargenomen: een kleine verontreiniging met H_2 geeft een grote verandering in de meetresultaten. Figuur 3.1.2 toont het massaspektrogram van 99.999% zuiver argon. De pieken van O^+ , OH^+ en H_2O^+ zijn nog steeds aanwezig; om alle water uit het systeem te krijgen moet de opstelling langdurig gepompt worden. Ook de H^+ piek is nog steeds zichtbaar. Bij massa 36 is een kleine piek te zien die afkomstig is van ^{36}Ar . Deze argon isotoop heeft een voorkomen van ongeveer 0.1% in argongas. Bij massa 40 zijn er twee scherpe pieken te zien, deze zijn afkomstig van Ar^+ . De splitsing ontstaat door verzadiging van de channeltron. Als er te veel ionen tegelijkertijd de channeltron binnenkomen ontstaat er een continue elektronenstroom waardoor geen pulsen meer gedetekteerd worden. Bij massa 41 is tot slot de piek van ArH^+ te zien, deze piek wordt altijd waargenomen in een systeem waar argon en water(stof) aanwezig zijn. De figuren 3.1.3 en 3.1.4 tonen massaspektrogrammen van waterstof met een zuiverheid van 99.999%.

In de eerste grafiek zijn de pieken van H^+ en H_3^+ te zien. De exotiese structuur van de pieken is terug te voeren op onvolkomenheden in de massaspektrometer. De tweede grafiek toont weer de verzadiging van de channeltron.

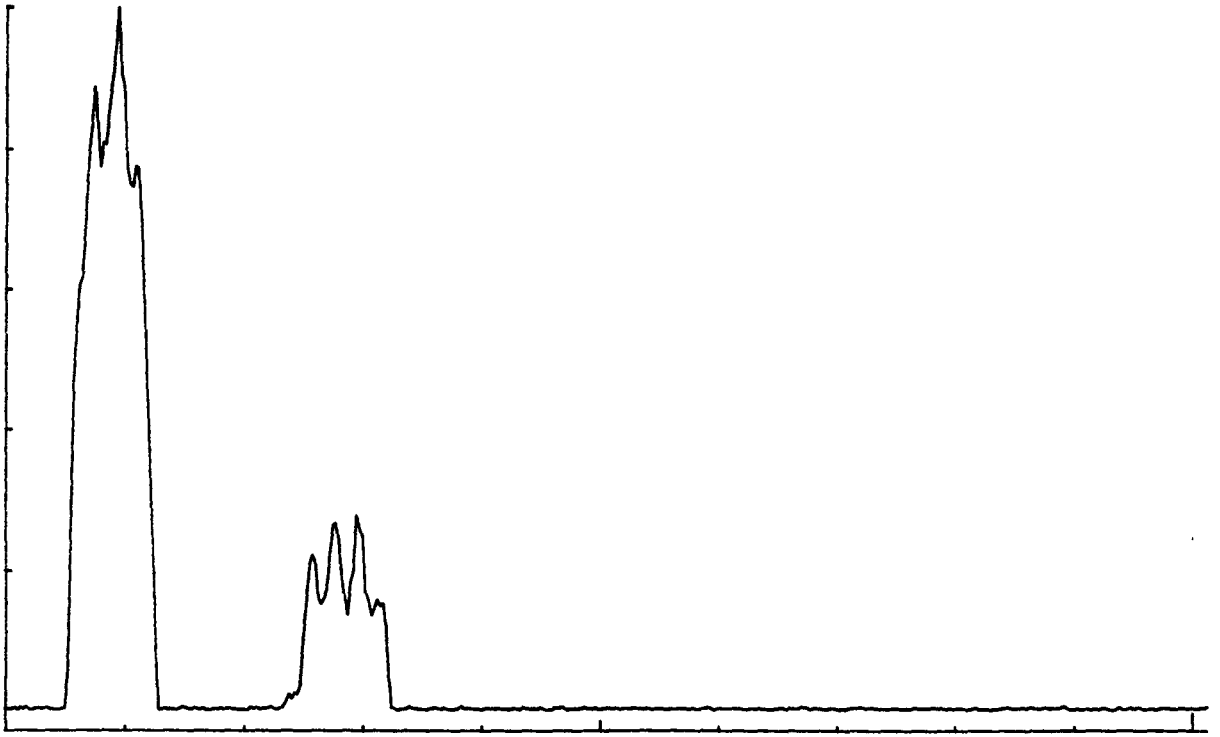
Tot slot zijn er nog enkele karakteristieken van de channeltron en de ionenbron gemaakt. De eerste toont het effect van de stroomsterkte door de ionenbron op het totale aantal counts (massaspektrometer staat uit). De tweede laat zien hoe drukmeting van het achtergrondgas met een ionenbron mogelijk is. De derde grafiek geeft de gevoeligheid van de channeltron voor de aangelegde spanning.



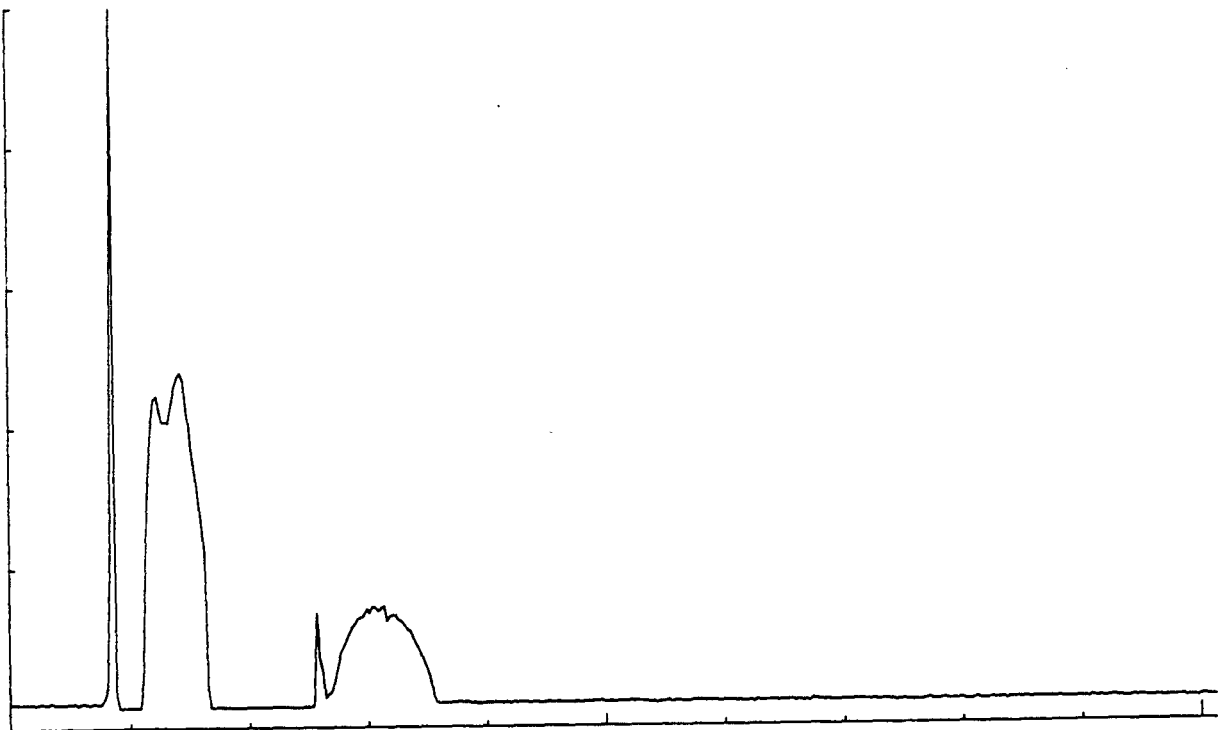
figuur 3.1.1 Massaspektrogram van (technies zuivere) lucht, gemaakt met behulp van een ionenbron. Op de horizontale schaal staat de massa (in AMU), de verticale schaal zijn willekeurige eenheden.



figuur 3.1.2 Massaspektrum van argon (99.999%), gemaakt met behulp van een ionenbron Druk: 10^{-6} Torr.



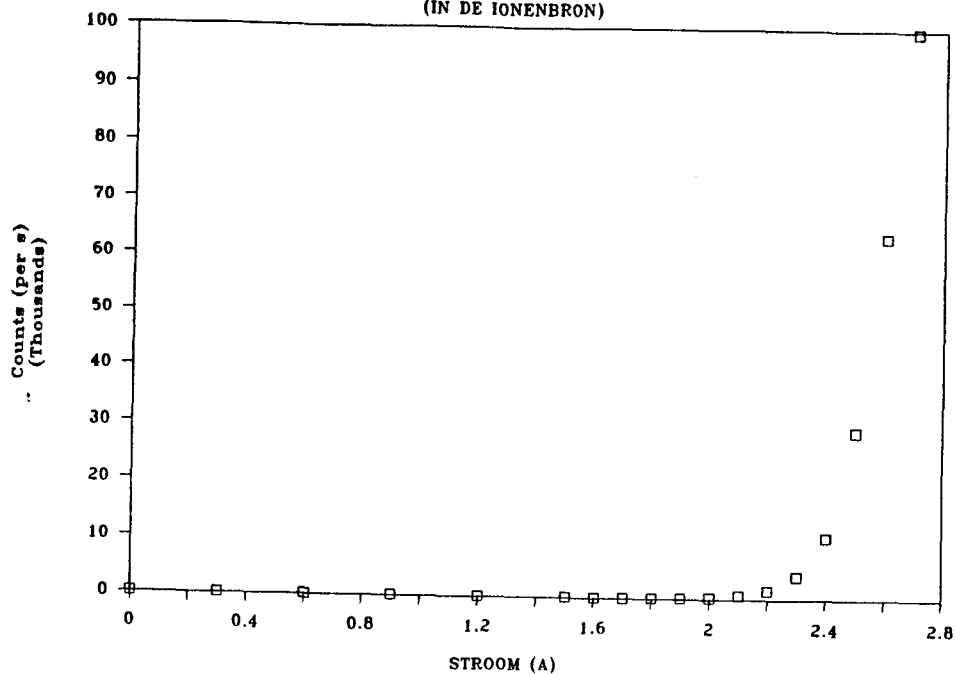
figuur 3.1.3 Massaspektrum van waterstof (99.999%), gemaakt met behulp van een ionenbron. Druk: 10^{-6} Torr.



figuur 3.1.4 Massaspektrum van waterstof (99.999%), gemaakt met behulp van een ionenbron. Druk: 10^{-5} Torr.

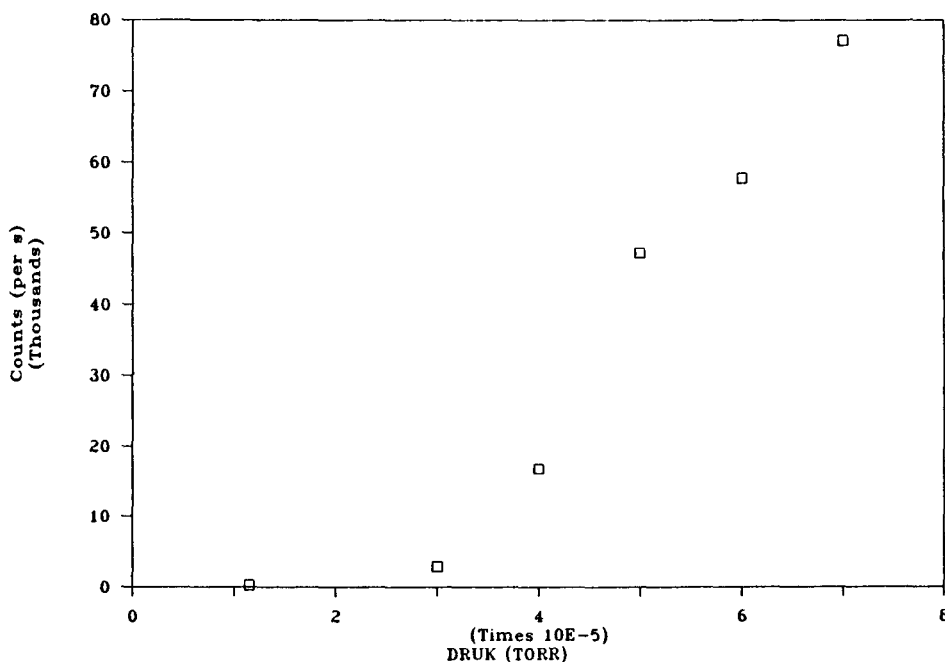
EFFECT VAN STROOMVARIATIE

(IN DE IONENBRON)



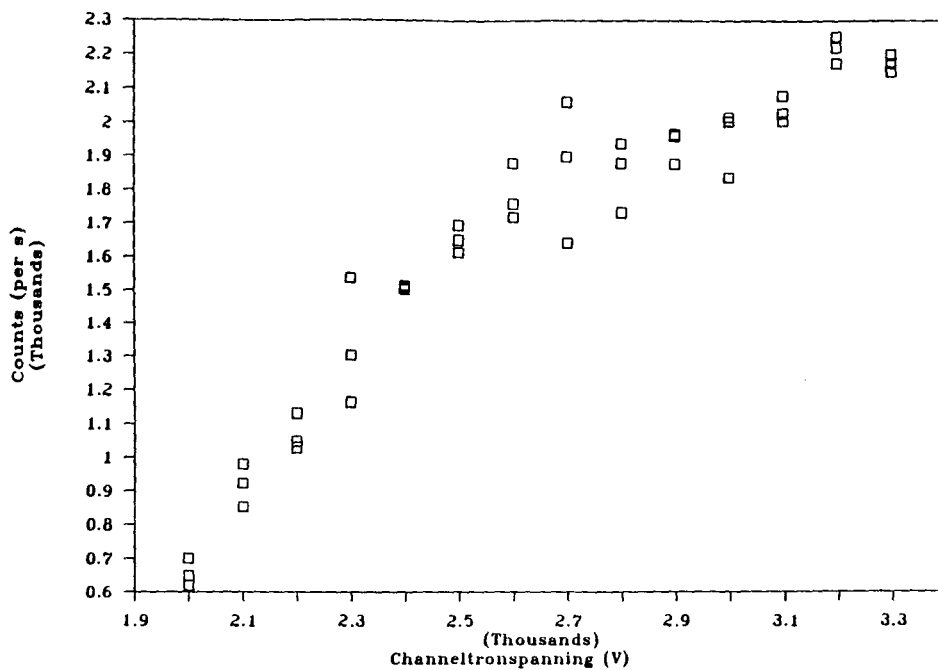
figuur 3.1.5 In deze grafiek is te zien hoe het aantal gedetekteerde ionen afhangt van de stroom door de ionenbron.

EFFECT VAN DRUKVARIATIE



figuur 3.1.6 Een ionenbron in combinatie met een kwadrupoolmassaspektrometer kan als drukmeter gebruikt worden. In de grafiek is een karakteristiek gegeven.

DE CHANNELTRON-KARAKTERISTIEK



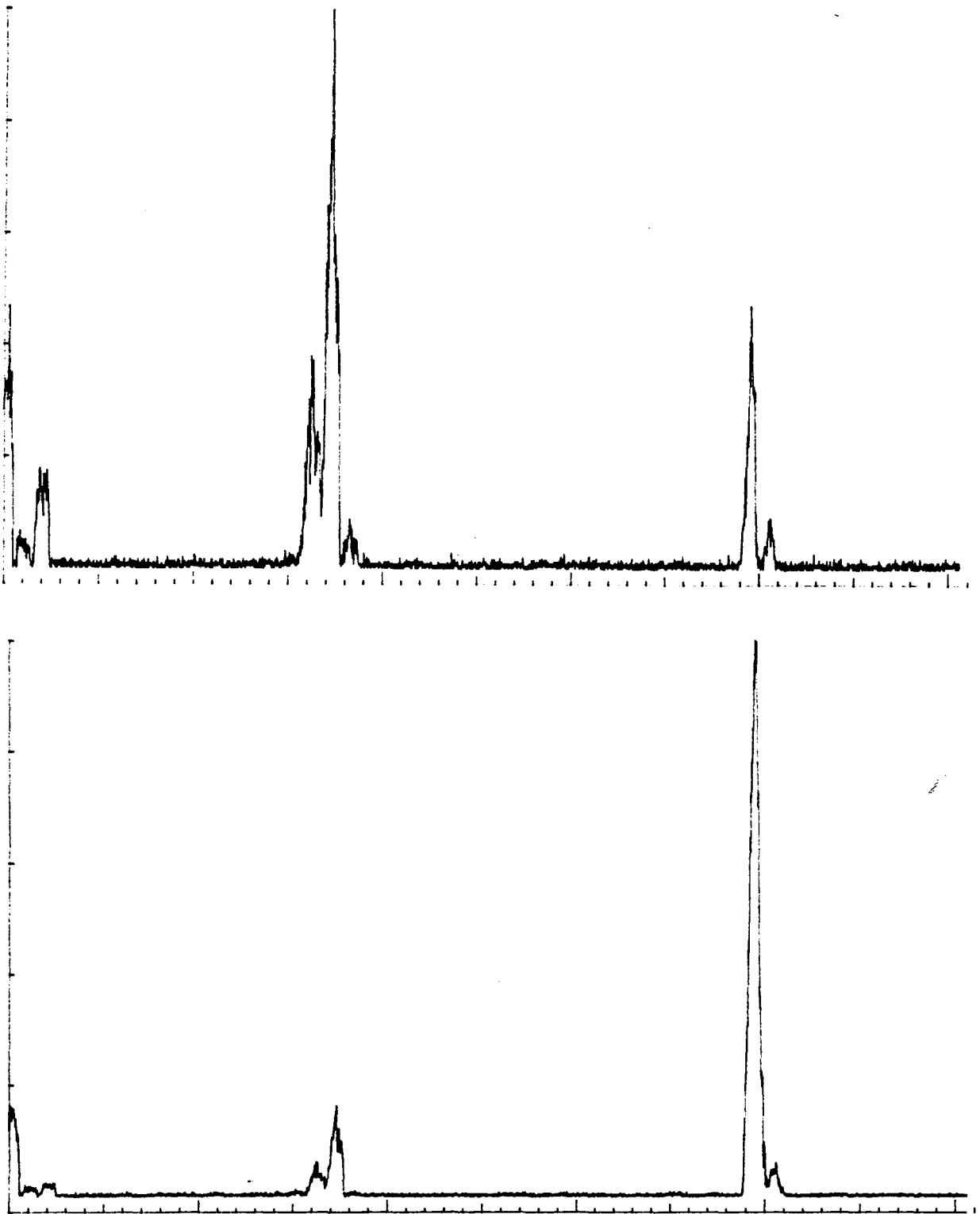
figuur 3.1.7 Het aantal ionen dat gedetekteerd wordt hangt af van de spanning over de channeltron, tevens is een indruk gegeven van de spreiding in metingen met deze configuratie.

3.2 Metingen met argon

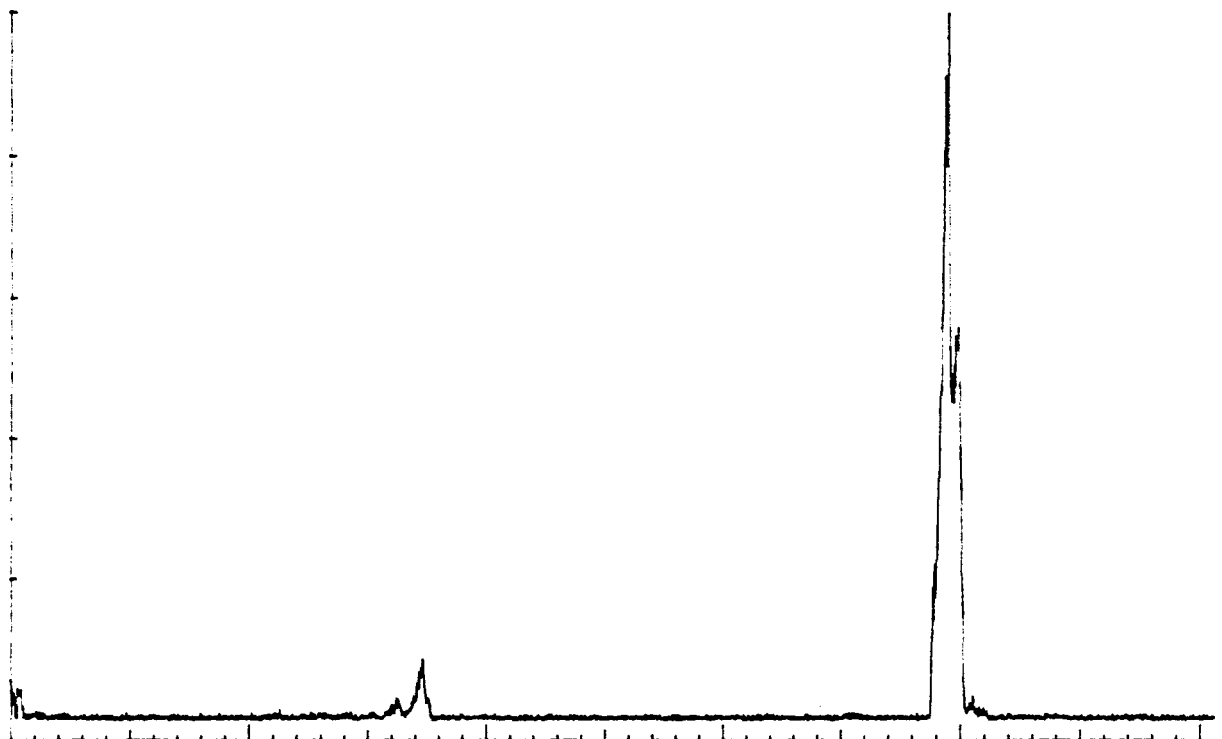
Bij de nu volgende experimenten is de ionenbron verwijderd, en wordt de kaskadeboog voor de vorming van plasma gebruikt. Eerst zijn een aantal metingen met zuiver (>99.999%) argon gedaan. In de figuur 3.2.1 is het effect te zien van de flowrate van het gas. Deze bedraagt respectievelijk 1.00, 1.50 en 2.71 l/min. In de eerste grafiek is de verontreiniging met water en waterstof duidelijk te zien, deze verontreiniging neemt snel af bij hogere flowrates van argon. Wat erg interessant is, is dat er naast de pieken van H^+ en H_3^+ een duidelijke piek van H_2^+ te zien is. Deze treedt alleen op als er geen waterstof in de boog geïnjecteerd wordt en waterstof dus als verontreiniging in het systeem voorkomt. Bij de metingen van mengsels van argon en waterstof is deze piek niet te zien. Ook blijkt uit deze grafieken dat de concentratie van ionen in het plasma weinig informatie geeft over de samenstelling van de neutralen. De volgende drie grafieken, die in figuur 3.2.1 staan, tonen wat er gebeurt als de druk in het vakuumvat veranderd wordt. De drie drukken zijn respectievelijk 0.1, 1.0 en 4.5 Torr. Te zien is dat eerst de Ar^+ piek verdwijnt en er weer verontreinigingen zichtbaar worden. Bij nog hogere drukken verdwijnt het signaal geheel en blijft alleen ruis over. In het vat ontstaat er dan een zeer intense en dunne plasmastraal, tegelijkertijd vindt er depositie van koolstof plaats op de extraktor (die weer verdwijnt als de druk laag is). Vervolgens is de kaskadeboog naar binnen toe verplaatst, de afstand tot de extraktor is nu ongeveer 15 cm. In figuur 3.2.3 is weer het effect van drukvariatie te zien. De drukken zijn achtereenvolgens 0.1, 1.0 en 1.5 Torr. Weer is te zien dat de argonpiek verdwijnt ten gunste van de waterstofpiek. Ook is er nu duidelijk een piek bij massa 12 te zien, dit is van koolstof. Al

eerder was opgemerkt dat er depositie van koolstof in het systeem plaatsvindt, deze koolstof is afkomstig van de pompolie of uit de boog zelf. Het optreden van de piek in dit geval zou ook veroorzaakt kunnen worden door de aantasting van de O-ring onder de extraktor. Als de boog op deze afstand van de extraktor is treedt er aanzienlijke verhitting op.

Naast het identificeren van de verschillende pieken is ook de stroomdichtheid in het plasma gemeten. Dit is gedaan door een faradayopvanger achter het gat in de extraktor te plaatsen. Op de extraktor wordt een negatieve spanning aangebracht (ongeveer -40 V) , hierdoor worden ionen uit het plasma aangetrokken en geneutraliseerd. De waarde van -40 V is empiries bepaald, bij -30 V is de stroom die met de faradayopvanger gemeten wordt verzadigd. Bij een lagere spanning (-70 V) ontstaat er een ontlading tussen de extraktor en de wand van het vat. Door het gaatje in de extraktor verdwijnen een aantal ionen, die door de faradayopvanger gedetekteerd worden. De spanning op de faradayopvanger moet zo hoog zijn dat de elektrische stroom verzadigd raakt, dit gebeurt bij ongeveer -50 V. Het quotient van de stroom naar de opvanger en het oppervlak van het gaatje geeft de stroomdichtheid. In grafiek 3.2.4 is te zien dat de stroomdichtheid rechtevenredig toeneemt met gasstroom in de boog, en dat bij een gasstroom van 2.4 l/min stabilisatie optreedt. Verder zijn de spanningen op de verschillende platen van de kaskadeboog gemeten. Uit figuur 3.2.6 blijkt dat de weerstand van het plasma in de boog bij konstante gasstroom afneemt en uit figuur 3.2.7 dat de kathodespanning lineair toeneemt met de gasflowrate (bij konstante stroomsterkte). In grafiek 3.2.8 is het verband tussen de druk in de boog en de gasstroom in de boog gegeven.



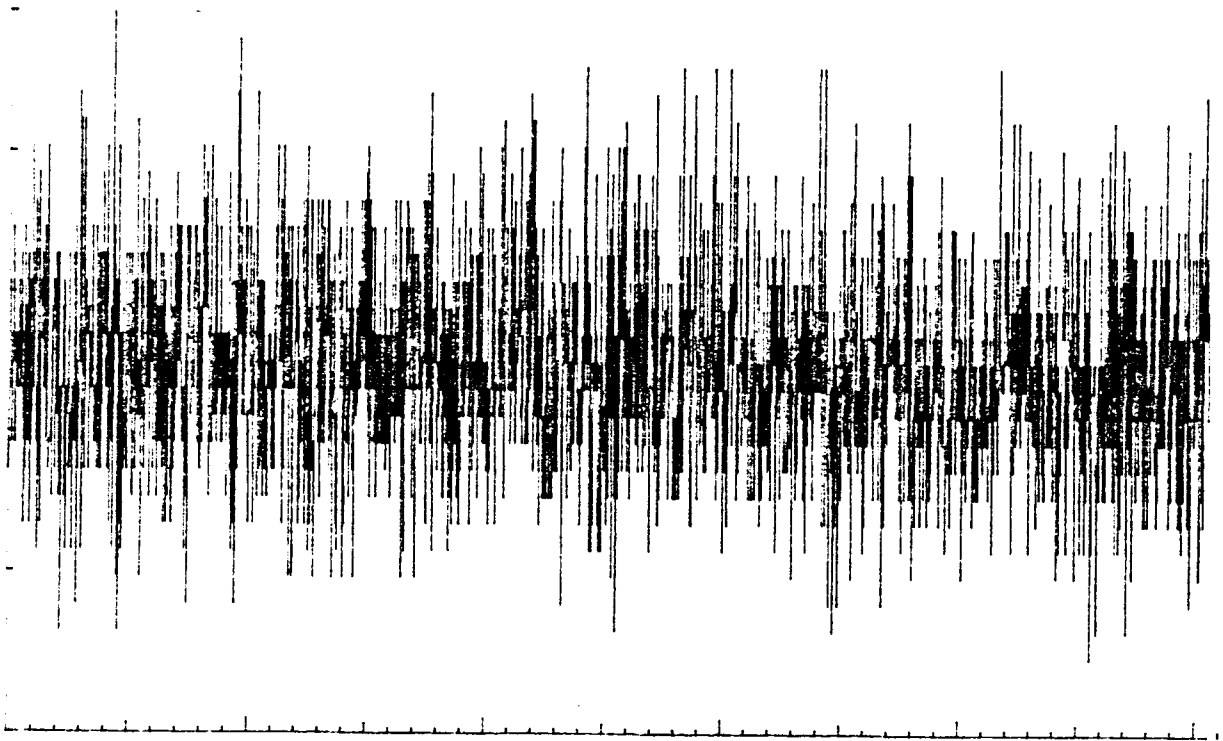
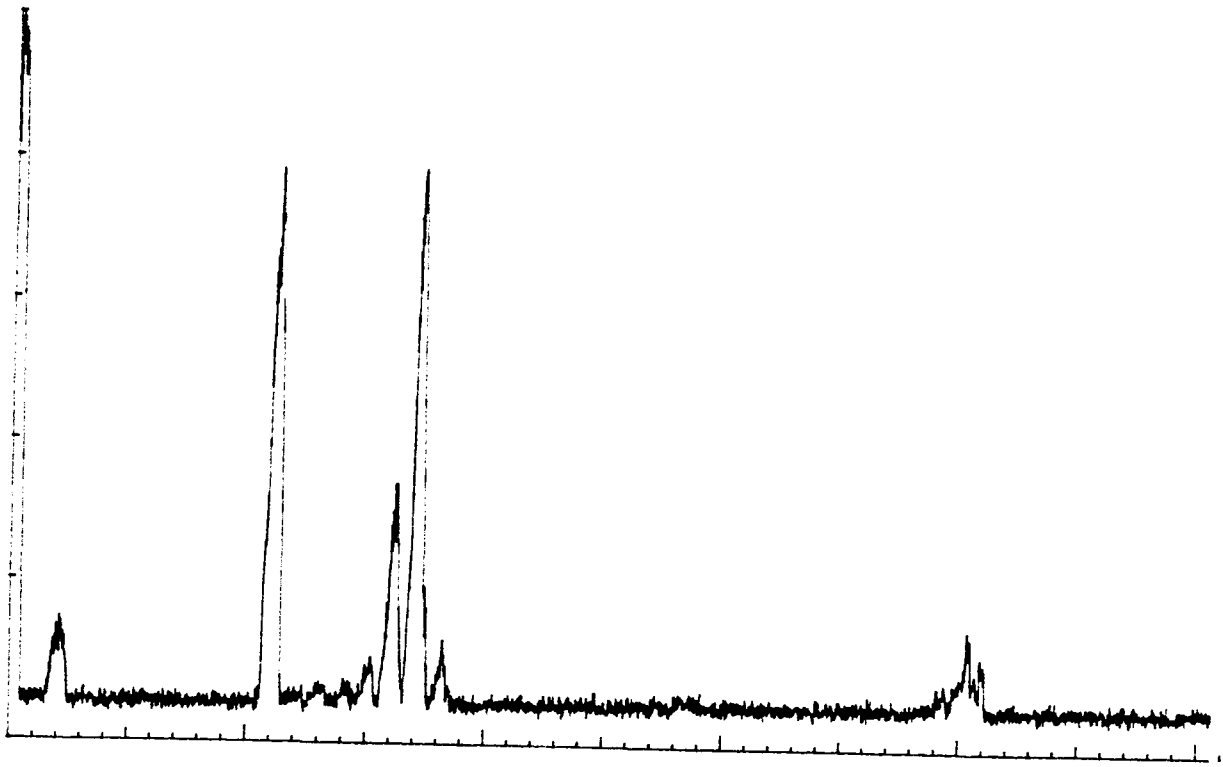
figuur 3.2.1 De volgende drie massaspektrogrammen zijn van argon. De gasflowrates zijn respektievelijk 1.00, 1.50 en 2.71 l/min. De andere instellingen zijn: de stroom door de boog $I_b = 75$ A, spanning over de kathode (V_{kath}) bedraagt resp. -70, -74 en -78 V, de druk in de boog (P_b) bedraagt resp. 256, 329 en 476 mBar en de druk in de expansieruimte 0.025, 0.035 en 0.07 Torr.



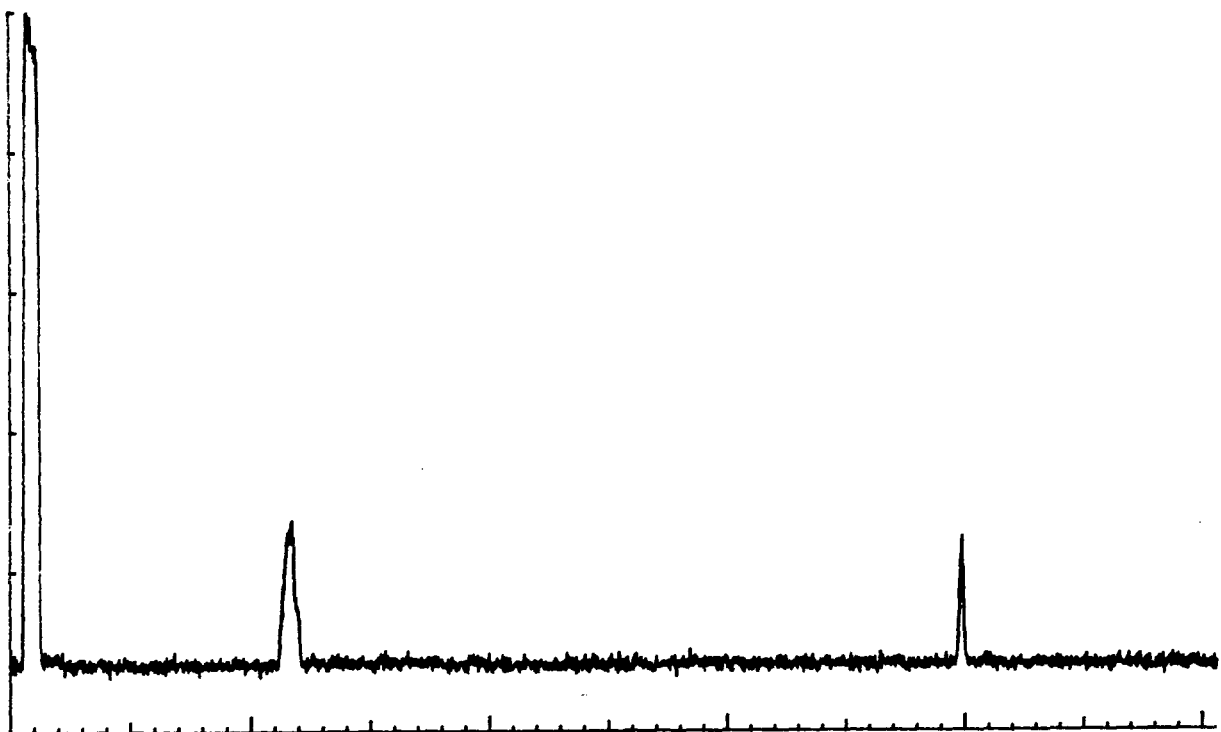
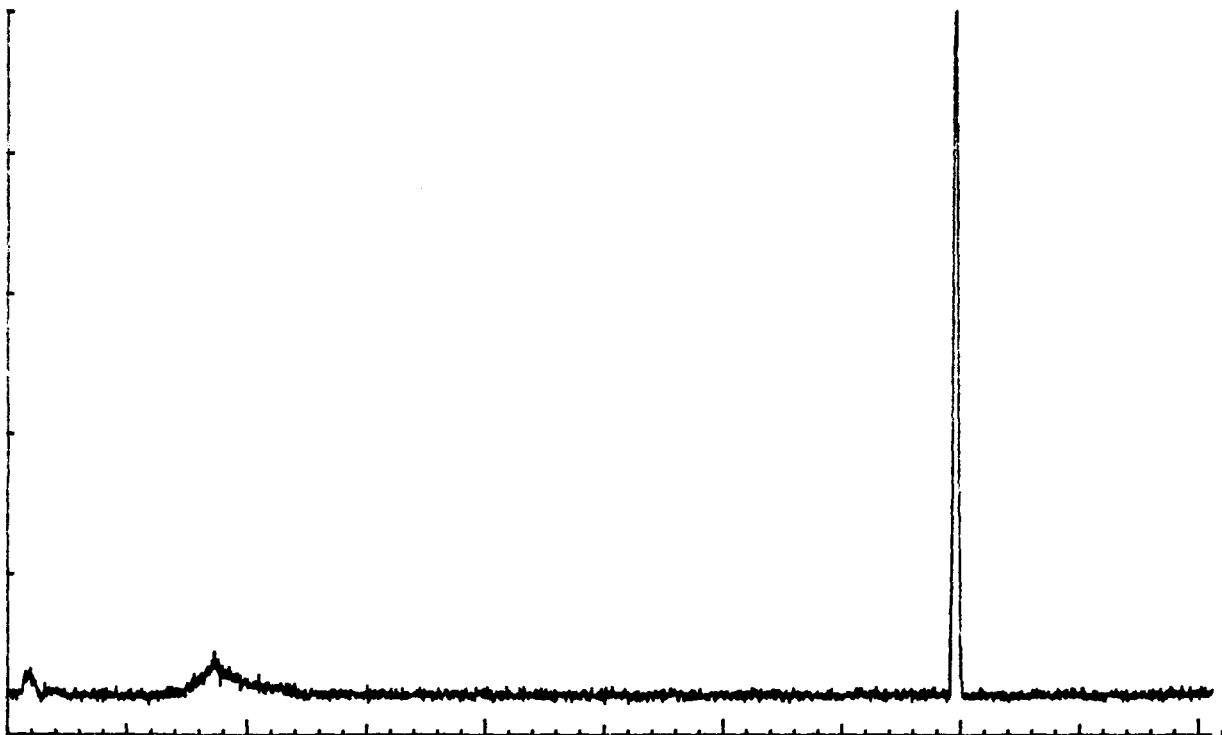
figuur 3.2.1 vervolg (zie vorige pagina).



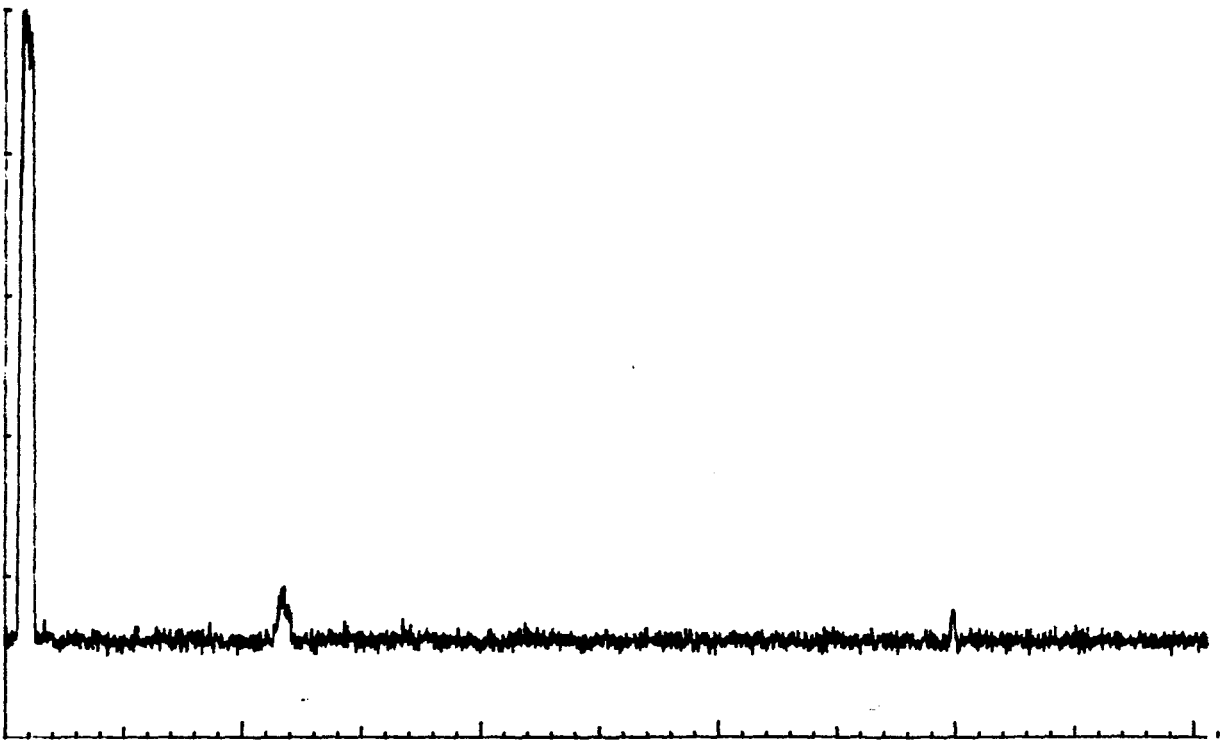
figuur 3.2.2 In de volgende drie massaspektrogrammen is de druk in de expansieruimte (P_{ch}) veranderd, deze is resp. 0.1, 1.0 en 4.5 Torr. De andere instellingen zijn: Ar flowrate (Ar_{fl}) 2.50 l/min, $I_b = 60$ A, $V_{kath} = -76$ V, $P_b = 452$ mBar.



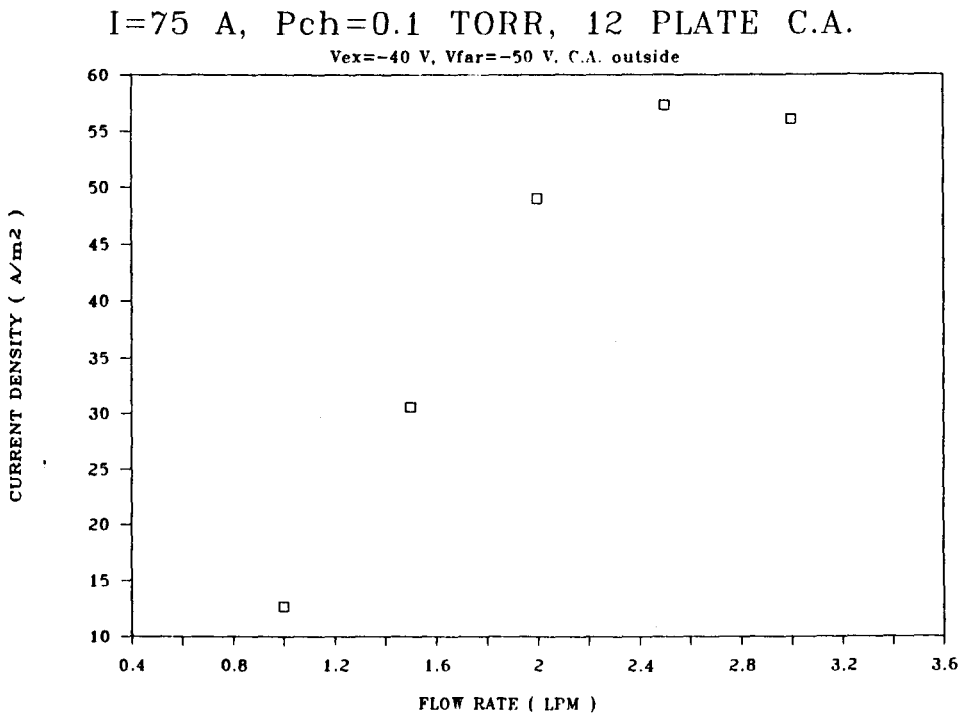
figuur 3.2.2 vervolg (zie vorige pagina).



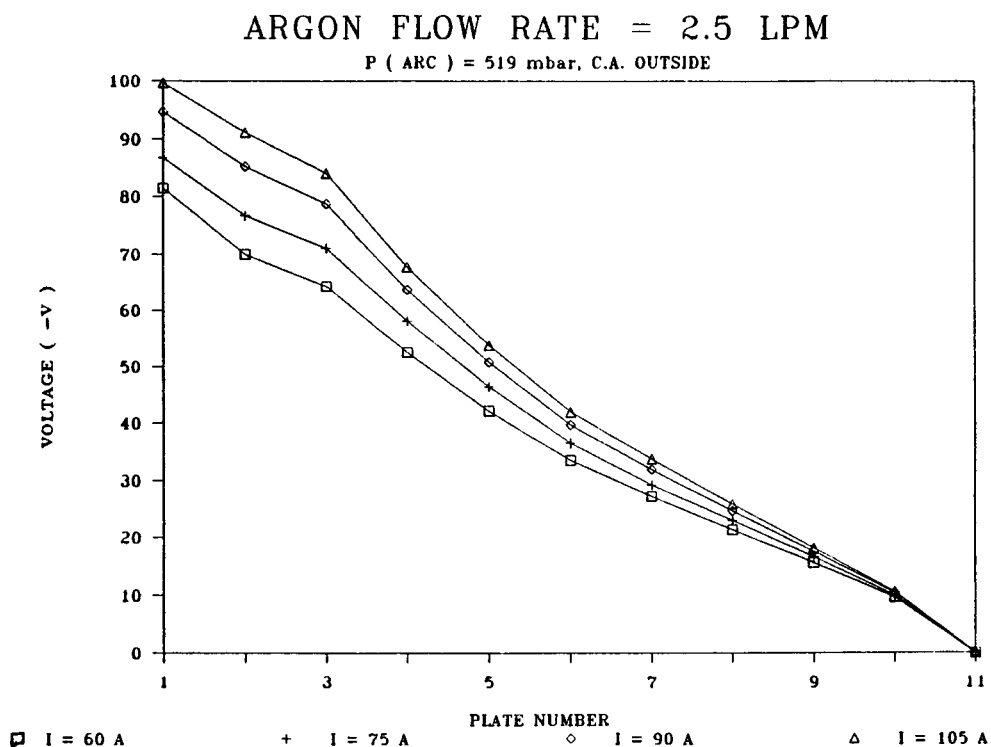
figuur 3.2.3 Bij deze drie grafieken is de kaskadeboog naar binnentoe verplaatst. De afstand tot de extraktor bedraagt 15 cm, normaal bedraagt deze afstand 50 cm. In de drie grafieken is de druk in het expansievat veranderd resp. 0.1, 1.0 en 1.5 Torr. De andere instellingen zijn: $A_{fl} = 2.50 \text{ L/min}$, $P_b = 538 \text{ mBar}$, $V_{kath} = -84 \text{ V}$, $I_b = 75 \text{ A}$.



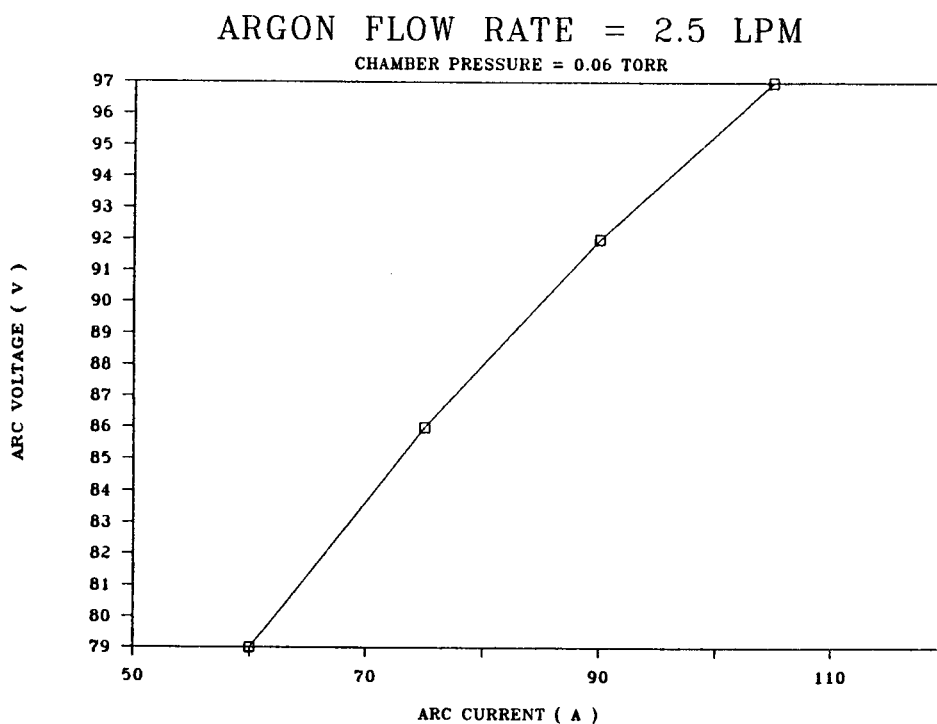
figuur 3.2.3 vervolg (zie vorige bladzijde).



figuur 3.2.4 De stroomdichtheid in het plasma als functie van de argon flowrate. Bij dit experiment is de kaskadeboog enigszins veranderd. Normaal zijn 9 platen in de boog aanwezig van 3 mm dikte, hier zijn drie platen met een dikte van 4 mm toegevoegd.



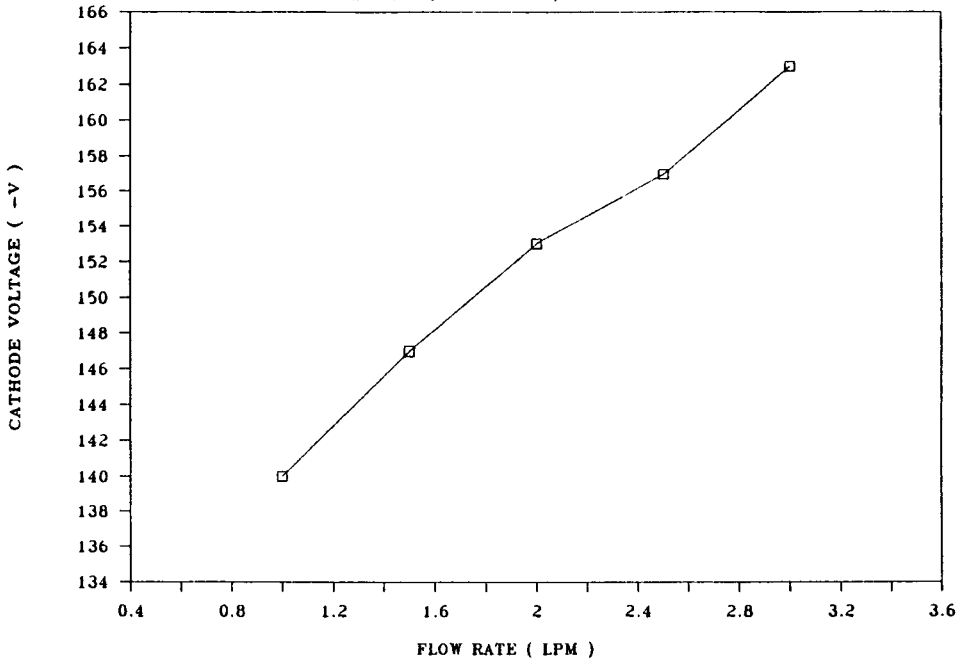
figuur 3.2.5 De spanningsverdeling over de verschillende platen van de kaskadeboog, voor verschillende stroomsterkten. Onder plaat een wordt de kathode verstaan. Plaat twee is de kop van de kaskadeboog, waar de kathodes in gemonteerd zijn en de laatste plaat is (11) de anode.



figuur 3.2.6 Het verband tussen de kathodespanning en de stroomsterkte in de boog, bij konstante gasstroom.

I=75 A, Pch=0.1 TORR, 12 PLATE C.A.

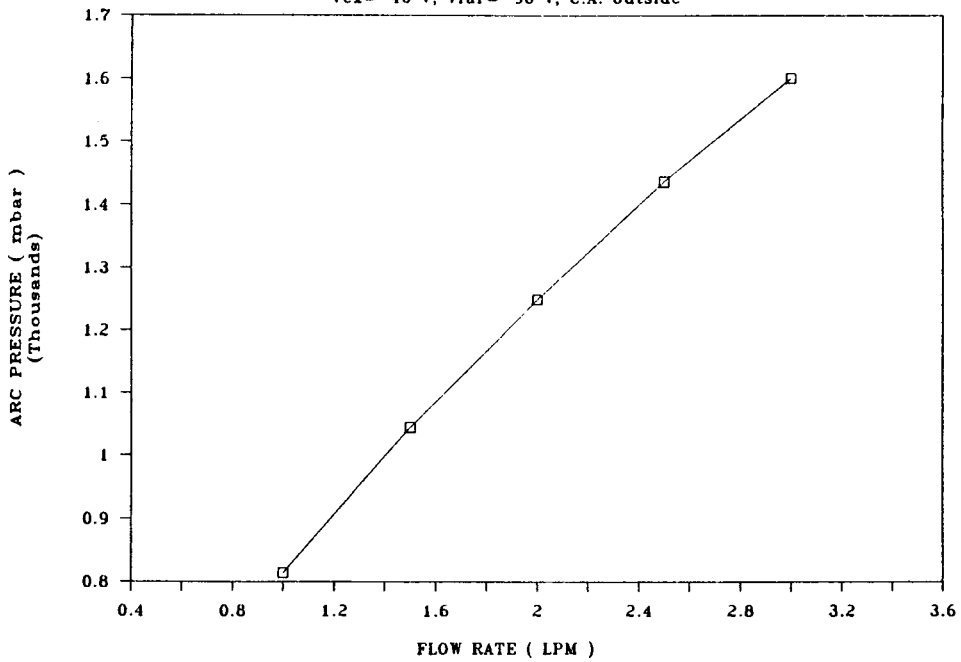
Vex=-40 V, Vfar=-50 V, C.A. outside



figuur 3.2.7 De kathodespanning als funktie van de gasstroom.

I=75 A, Pch=0.1 TORR, 12 PLATE C.A.

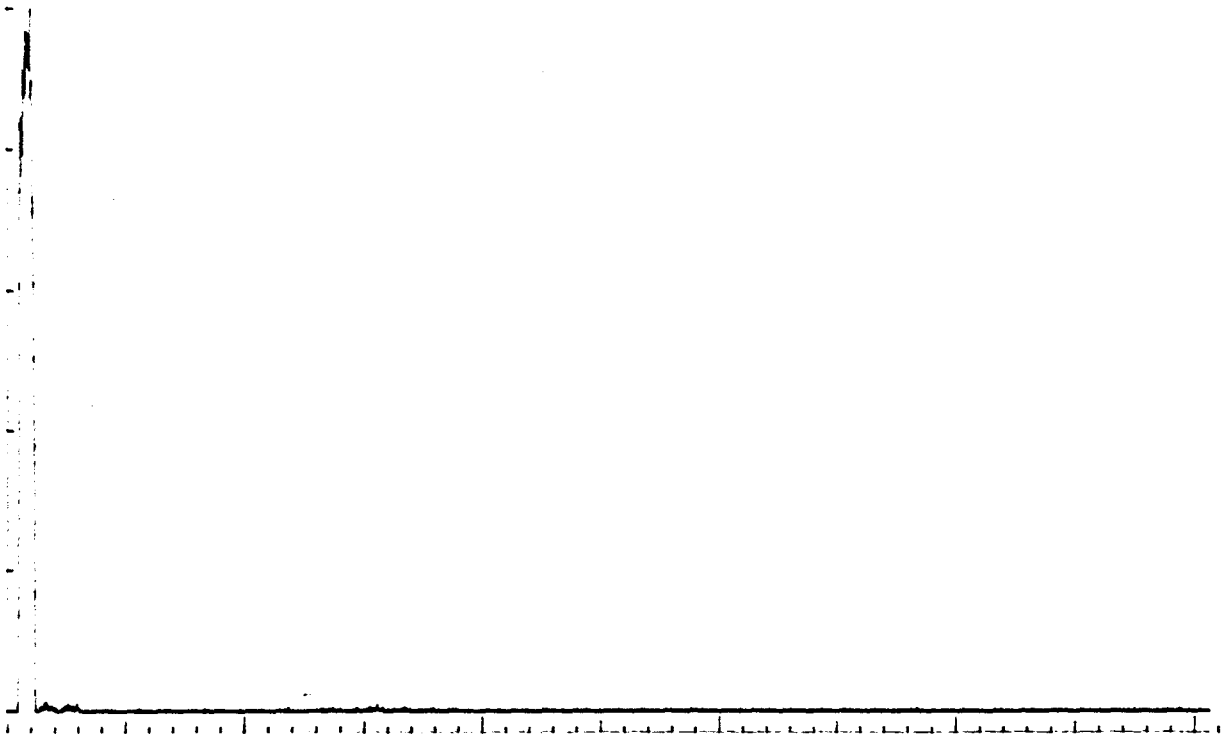
Vex=-40 V, Vfar=-50 V, C.A. outside



figuur 3.2.8 De druk in de boog als funktie van de gasstroom.

3.3 Metingen met helium

Met helium zijn slechts enkele metingen gedaan, de reden om helium te gebruiken was om de massaspektrometer uit te testen. In figuur 3.3.1 is het merkwaardige resultaat van deze metingen weergegeven. Het blijkt dat in het helium plasma alleen waterstofionen, H^+ , H_2^+ en H_3^+ , te vinden zijn. Dit is hetzelfde verschijnsel dat bij argon waargenomen werd, een kleine verontreiniging van waterstof verdrukt alle andere pieken. Bij helium speelt de hoge ionisatieenergie een belangrijke rol, deze is namelijk 10.9 eV hoger dan de ionisatieenergie van waterstof en 8.7 eV hoger dan de ionisatieenergie van argon. Heliumionen zullen dus door omlading verloren gaan.



figuur 3.3.1 Massaspektrogram van helium. Kondities: $He_{fl} = 5 \text{ l/min}$
 $P_b = 293 \text{ mBar}$, $V_{kath} = -132 \text{ V}$, $I_b = 60 \text{ A}$ en $P_{ch} = 0.35 \text{ Torr}$.

3.4 Metingen met mengsels van argon en stikstof

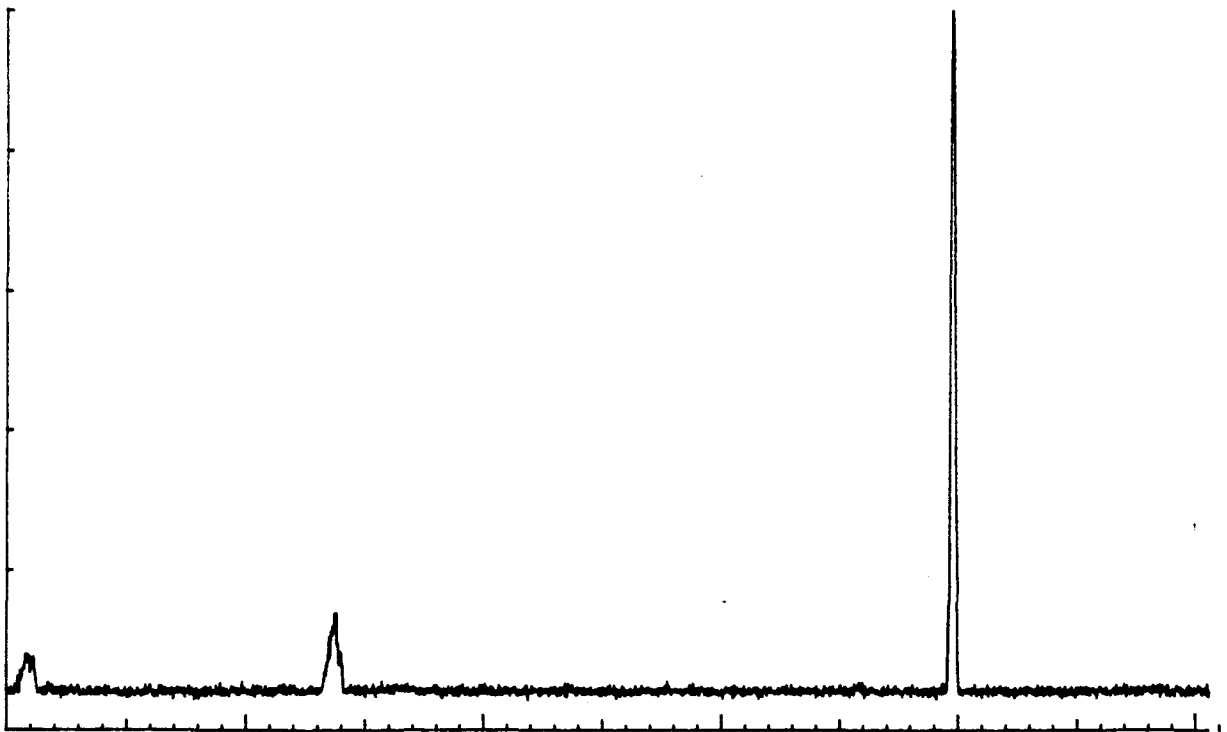
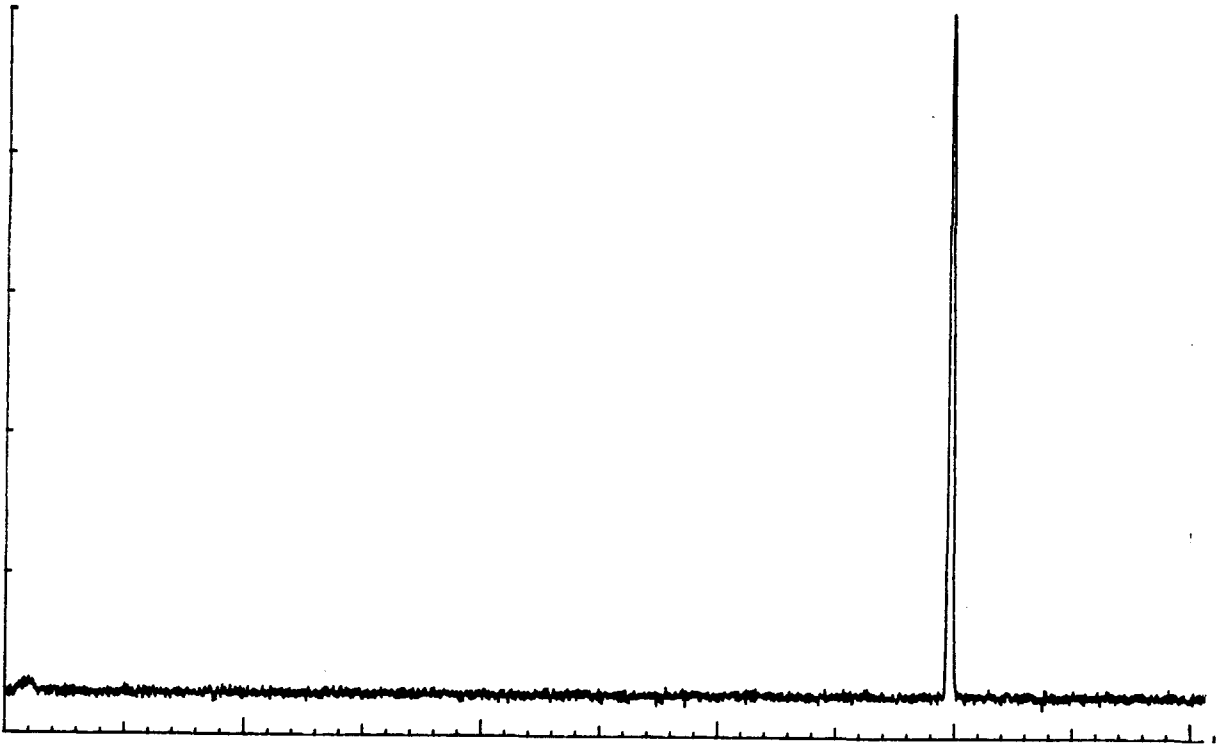
De kaskadeboog heeft de mogelijkheid om twee gassen tegelijkertijd te injecteren. Dit gebeurt door een extra gasinlaat halverwege de kaskadeboog. Eerst is uitgeprobeerd wat er gebeurt als N_2 door deze inlaat geïnjecteerd wordt. Zodra stikstof in de boog komt verandert de kleur enigszins. Argon geeft een felle lichtblauwe kleur een mengsel van argon en stikstof geeft een minder felle bruinachtige kleur. Ook is waar te nemen dat bij een gelijke druk in de vacuümkamer het plasma van het mengsel sneller uitwaaiert. Dit vindt zijn oorzaak in de kleinere massa van stikstof waardoor de thermiese snelheid groter is. In de drie massaspektrogrammen van figuur 3.4.1 is het effect van het toevoegen van een kleine hoeveelheid stikstof te zien. De eerste grafiek toont het spectrum van zuivere argon, in het tweede spectrum wordt een hoeveelheid van 40 ml stikstof per minuut toegevoegd (de argon stroomsnelheid is 2.5 l/min). Er is nu, naast de piek van argon, een piek waar te nemen bij massa 14: N^+ , ook is er weer een verontreiniging te zien met H^+ . In het derde spectrum wordt 120 ml stikstof per minuut toegevoegd. Ten eerste valt op dat er verzadiging van de channeltron optreedt, bij zowel argon als stikstof, dus de totale ionenflux neemt toe (van zowel stikstof als argon). Ten tweede is er nu ook een piek bij massa 28 te zien, dit is de piek van N_2^+ . Bij massa 36 verschijnt nu ook weer de piek van de argon isotoop met massa 36. Bij stikstof is er eenzelfde verschijnsel te zien. Bij massa 15 is $^{15}N^+$ te zien, deze isotoop heeft een voorkomen van 0.37% in natuurlijk stikstof. Verder zijn er verontreinigingen van H^+ , C^+ , O^+ en OH^+ te zien.

De volgende serie spektra in figuur 3.4.2 toont het effect van drukvariatie in het vacuümvat. De eerste grafiek is gemaakt bij

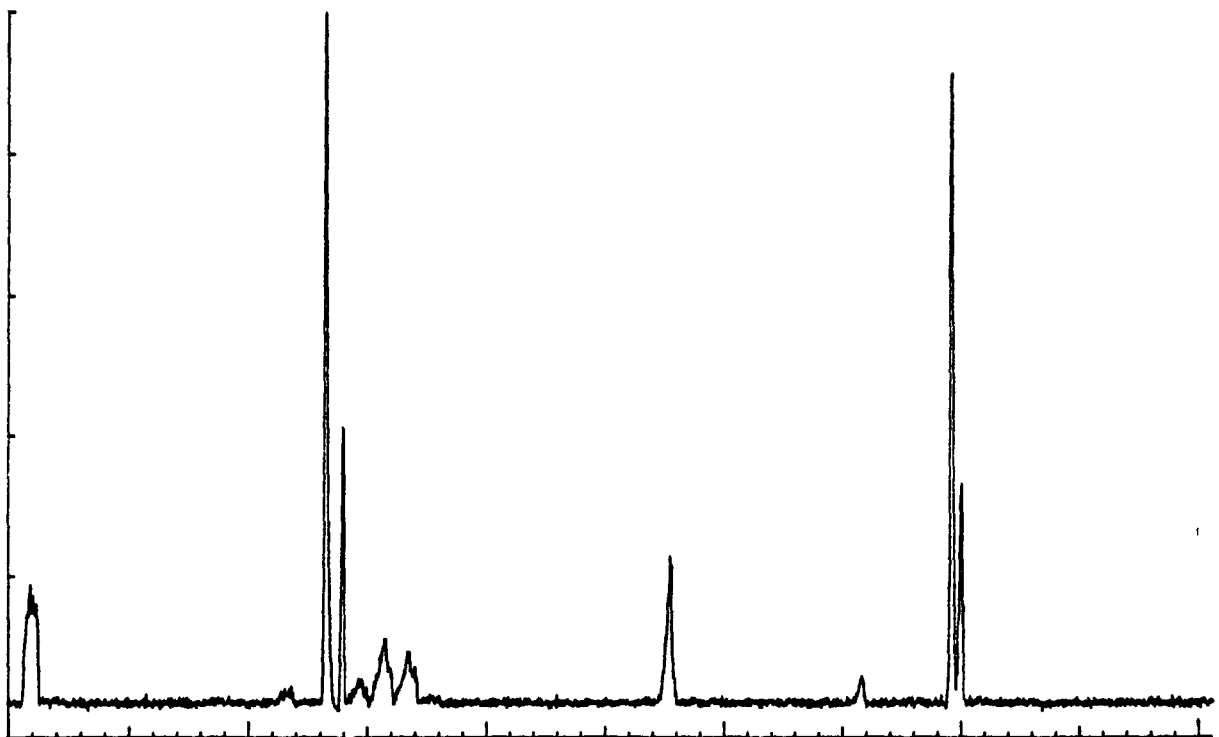
en druk van 0.1 Torr. De mengverhouding van argon en stikstof is zo gekozen dat beide pieken van stikstof (N^+ en N_2^+) te zien zijn. In de tweede grafiek is de druk verhoogd tot 0.5 Torr. Opvallend is dat de argon piek kleiner wordt en dat de verontreinigingen (H^+ , C^+ , O^+ en OH^+) weer verschijnen. Wordt de druk verhoogd tot 1.5 Torr dan blijven alleen N^+ en de verontreinigingen over. Dit hangt samen met het feit dat de ionisatieenergie van argon 1.2 eV groter is dan die van stikstof. De totale ionenflux neemt af. Visueel is er dan een sterk gekoncentreerde bundel plasma te zien die 'op en neer' gaat, dit komt doordat er turbulenties in de vakuümkamer ontstaan. Door dit bewegen van de plasma is de flux door het gat in de extraktor niet konstant en worden de metingen onbetrouwbaar.

In de volgende grafiek (3.4.3) wordt het effect van de druk op de totale ionenflux nader bestudeerd. De ionenflux is gemeten met een faradayopvanger. Bij een lage stikstof concentratie in het plasma blijft de ionenflux eerst konstant om vervolgens af te nemen. Naarmate er meer stikstof in het plasma komt zien we dat de ionenflux bij lage druk toeneemt maar naarmate de druk hoger wordt neemt deze sterker af dan bij een lage stikstof concentratie. Al eerder is opgemerkt dat door toevoeging van stikstof het aantal ionen in het plasma toeneemt. Dit is nog eens duidelijk gemaakt in grafiek 3.4.4. Hier is de totale ionenflux als functie van de stikstof concentratie gegeven. We zien eerst een sterke toename gevolg door een minder sterke toename. In het eerste gedeelte van de grafiek wordt de toename veroorzaakt door zowel N^+ als Ar^+ (en in mindere mate N_2^+), in het tweede gedeelte verdwijnt Ar^+ en is de toename te danken aan uitsluitend N^+ . In de volgende grafieken is het relatieve voorkomen van de verschillende ionen in het plasma weergegeven. In 3.4.5 is te zien hoe zowel het aantal argon ionen als het aantal stikstof

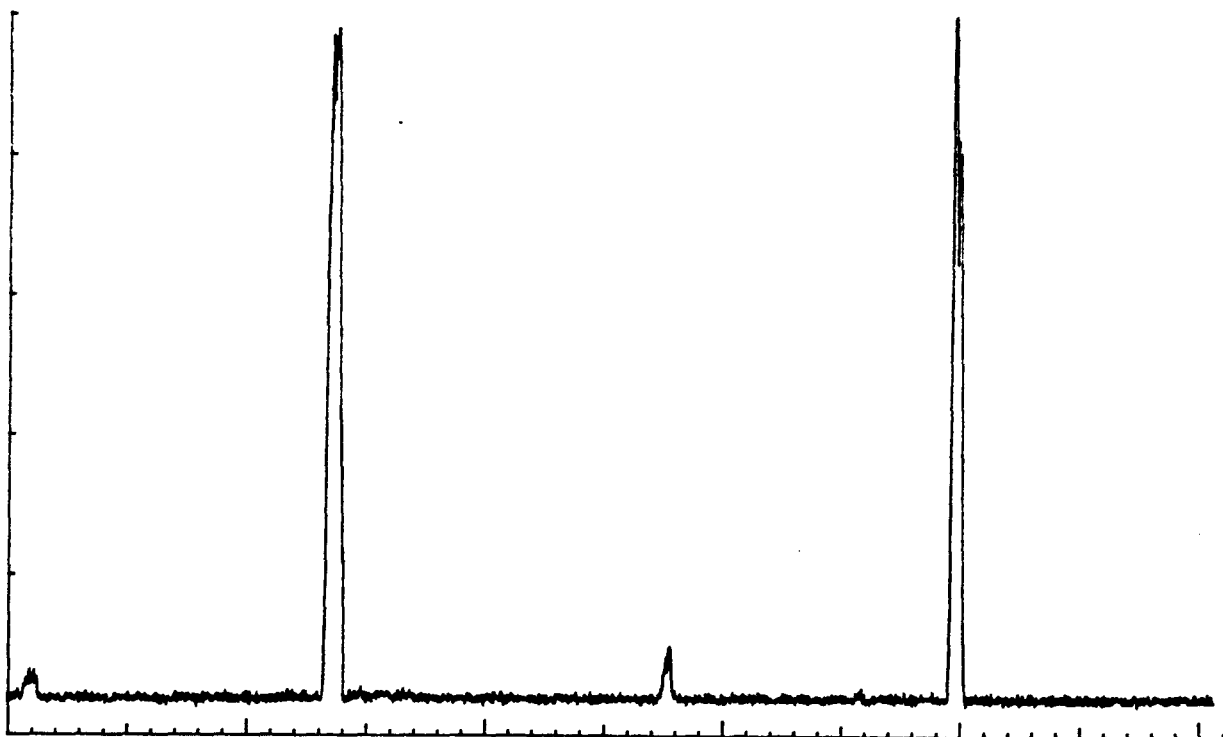
ionen toeneemt als een kleine hoeveelheid stikstof in de boog geïnjecteerd wordt. Figuur 3.4.6 laat zien hoe in ditzelfde gebied H^+ , N_2^+ en $^{36}Ar^+$ zich gedragen. Naarmate er meer stikstof in het systeem komt verdwijnen de argon ionen dit is in grafiek 3.4.7 te zien. Grafiek 3.4.8 laat nog eens zien hoe het aantal gedetecteerde ionen in het plasma afneemt als de druk in de vacuümkamer verhoogd wordt, alleen H^+ blijft over. Tot slot is in figuur 3.4.9 de spanningsverdeling over de diverse platen van de kaskadeboog gegeven. Deze vertoont eenzelfde verloop als bij argon, met dit verschil dat de spanningen wat hoger zijn. Interessant is ook dat de druk in de boog afneemt als er meer stikstof geïnjecteerd wordt terwijl de totale gasstroom konstant blijft (figuur 3.4.10)



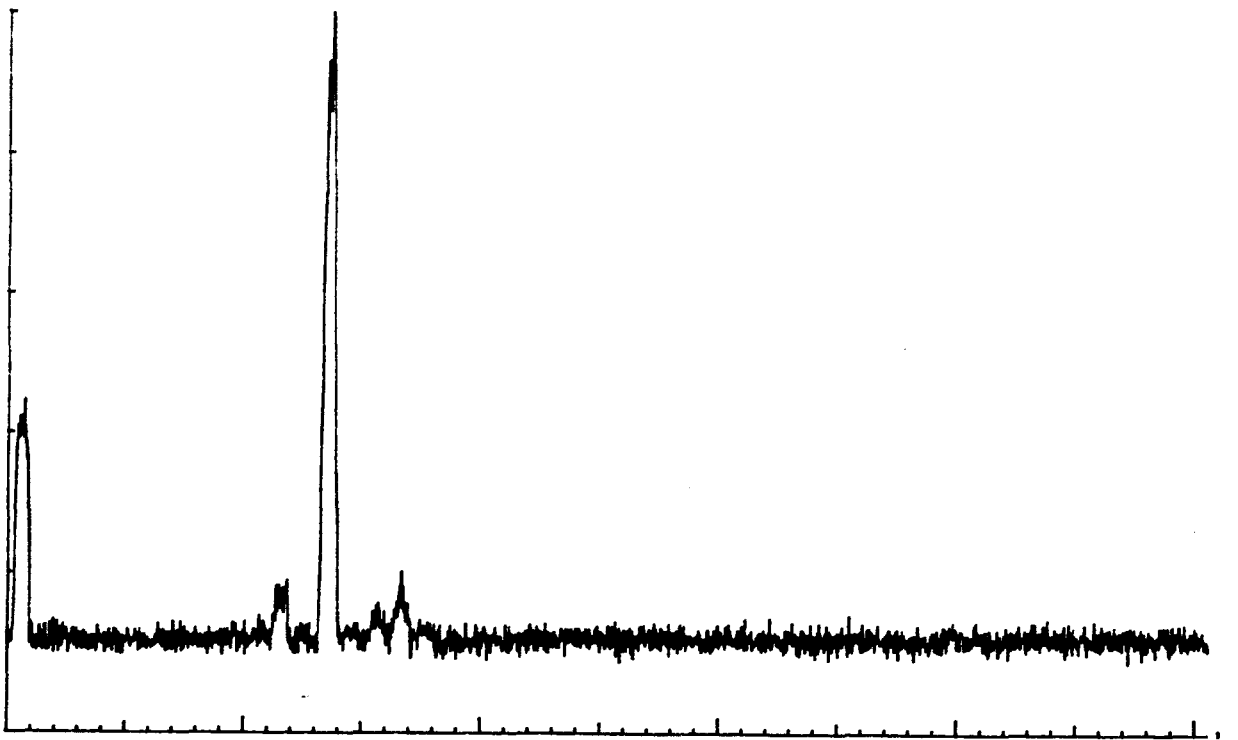
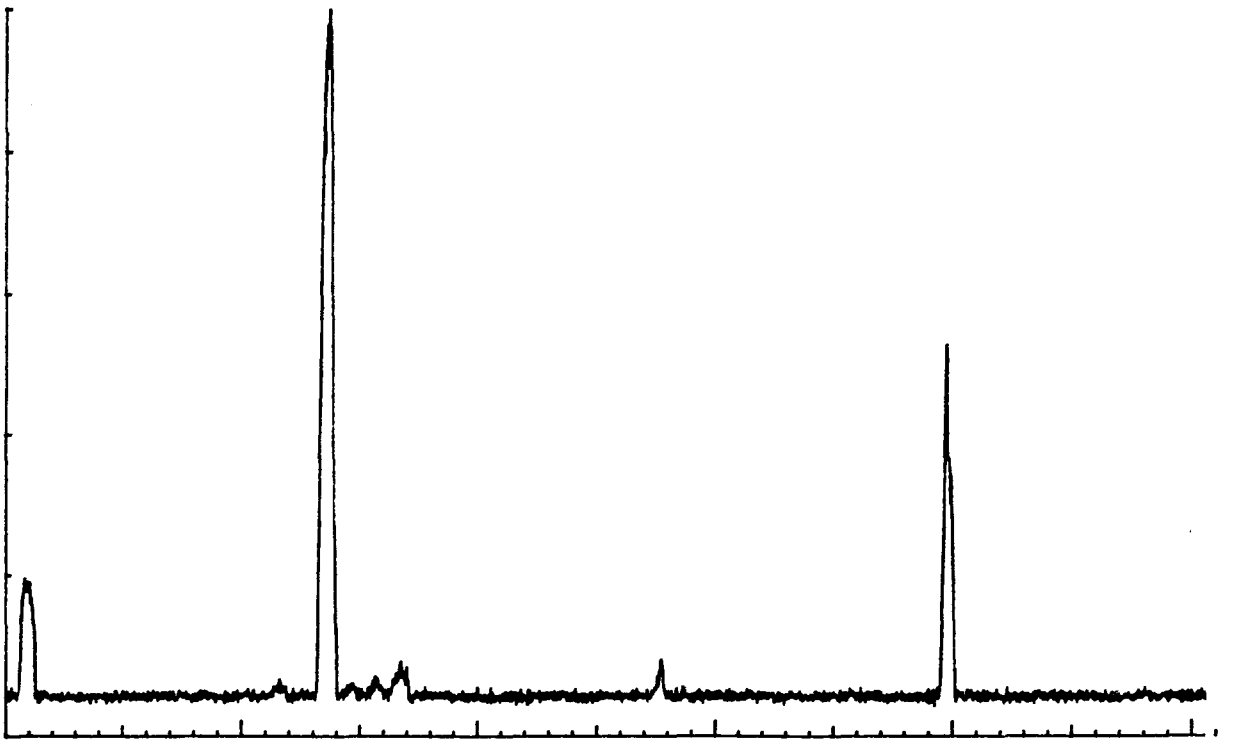
figuur 3.4.1 In de eerste drie massaspektrogrammen zijn van een
 mengsel van argon en stikstof. $Ar_{fl} = 2.50 \text{ l/min}$, $N_{2fl} = 0, 40 \text{ en } 120$
 ml/min resp. $P_b = 530 \text{ mBar}$, $P_{ch} = 0.06 \text{ Torr}$, $I_b = 75 \text{ A}$ en
 $V_{kath} = -86 \text{ V}$.



figuur 3.4.1 Vervolg (zie vorige bladzijde).



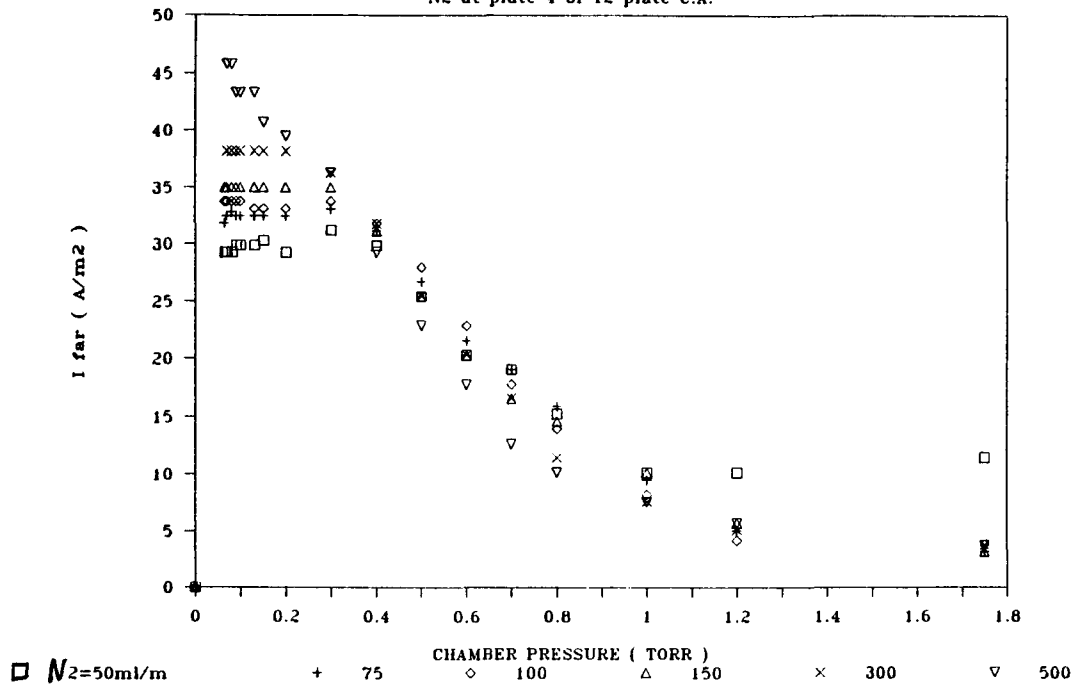
figuur 3.4.2 Deze drie massaspektrogrammen tonen het effect van de druk in de expansieruimte. Deze bedraagt resp. 0.1, 0.5 en 1.5 Torr. $A_{rfl} = 2.50$ l/min, $N_{2fl} = 150$ ml/min, $P_b = 538$ mBar, $I_b = 75$ A en $V_{kath} = -88$ V.



figuur 3.4.2 Vervolg (zie vorige bladzijde).

Ar FLOW=2.5LPM, Iarc=75 A, Vc=-155 V

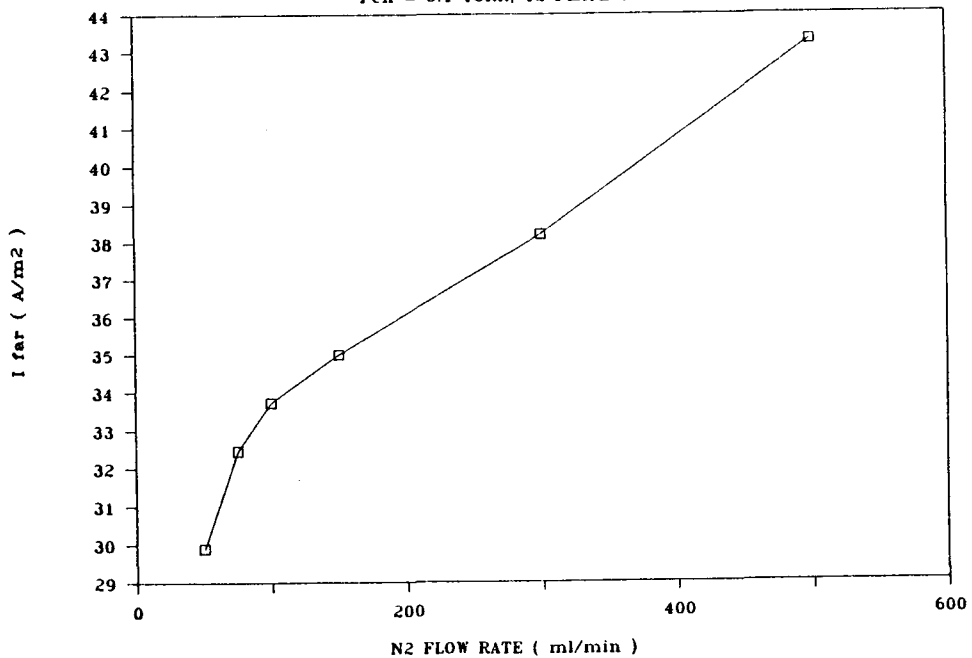
N2 at plate 4 of 12 plate C.A.



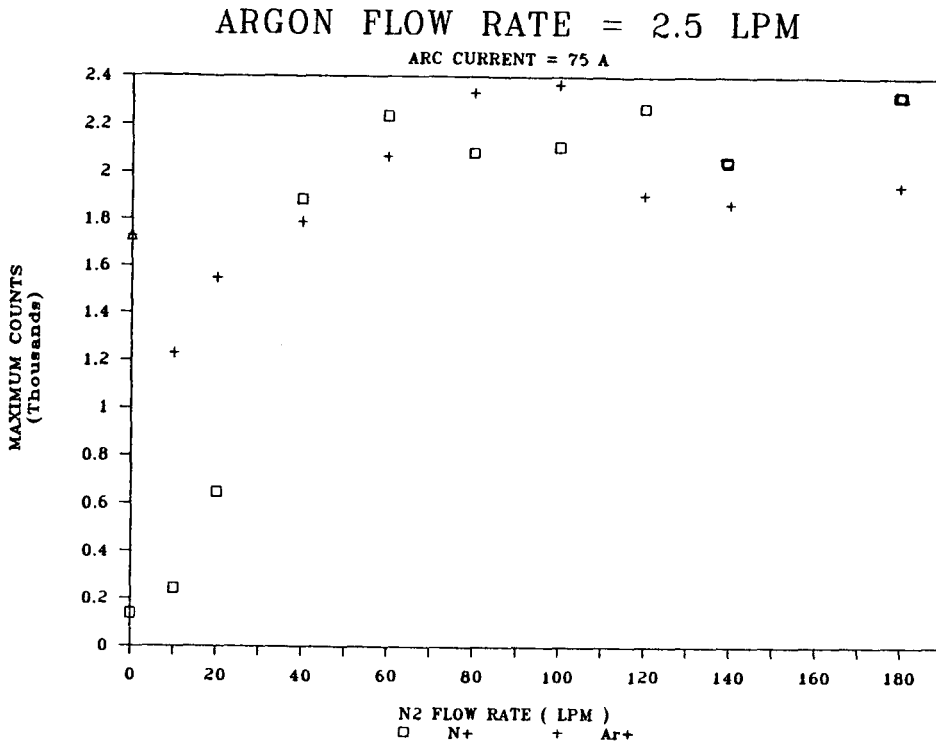
figuur 3.4.3 De stroomdichtheid in het plasma als functie van de druk in de expansieruimte voor verschillende hoeveelheden stikstof in het plasma.

Ar FLOW = 2.5 LPM, Iarc = 75 A

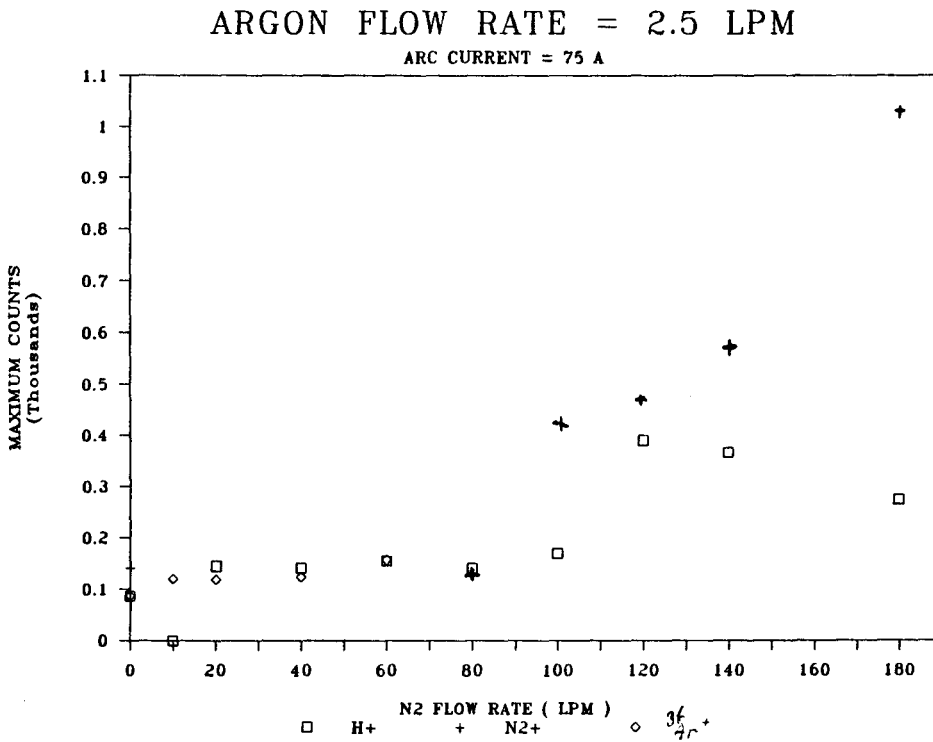
Pch = 0.1 TORR, 12 PLATE C.A.



figuur 3.4.4 De stroomdichtheid in het plasma als functie van de hoeveelheid stikstof.



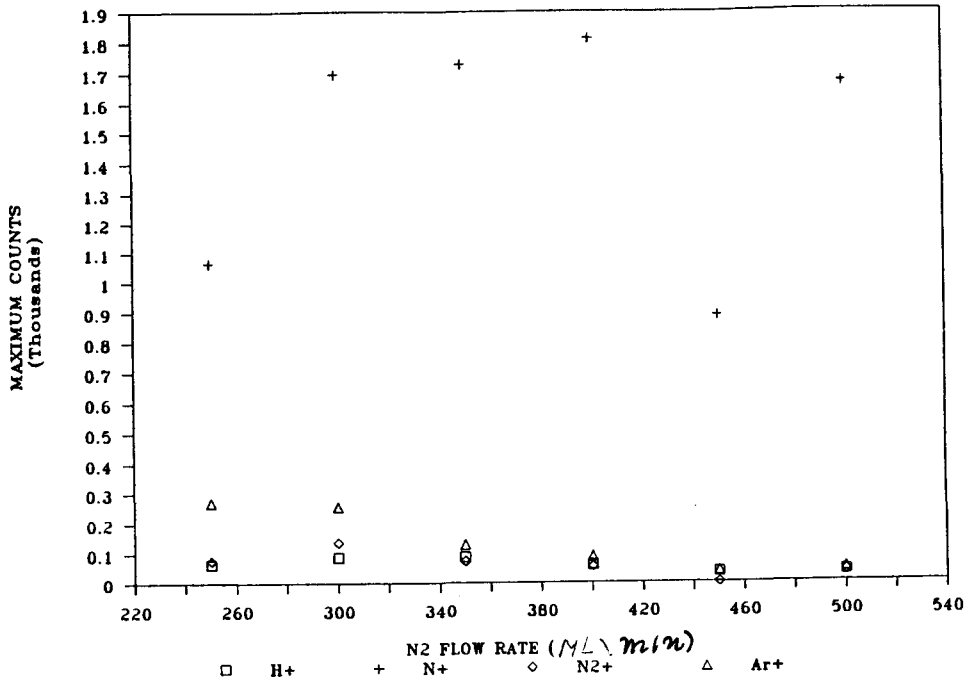
figuur 3.4.5 De verhouding van N^+ en Ar^+ ionen in het plasma voor verschillende verhoudingen Ar/N_2 . Overige kondities als bij 3.4.1.



figuur 3.4.6 De relatieve concentraties van andere ionen in het plasma. Overige kondities als bij 3.4.1.

ARGON FLOW RATE = 2.5 LPM

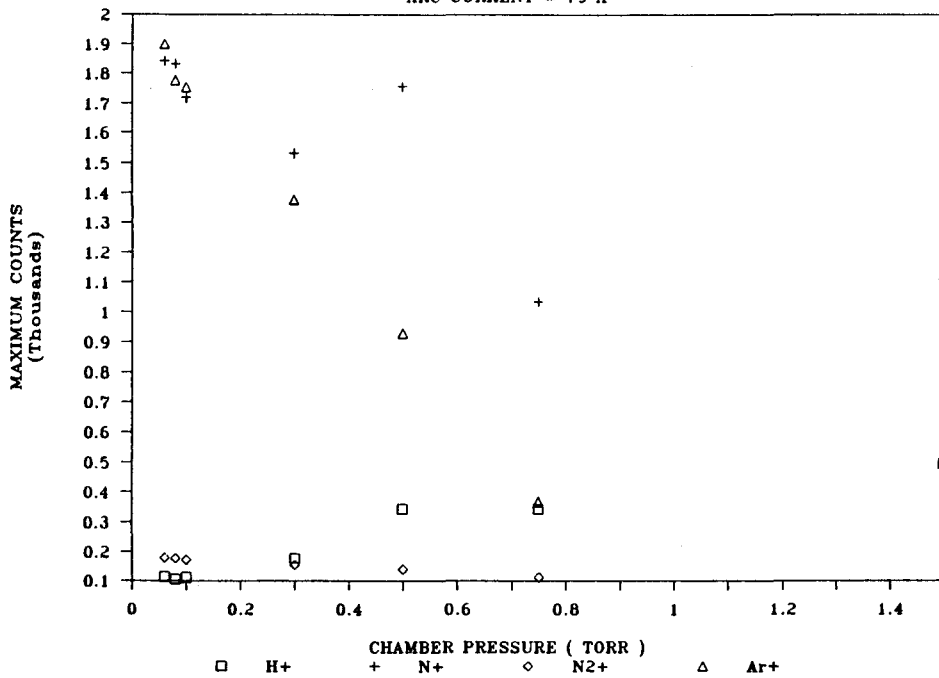
ARC CURRENT = 75 A



figuur 3.4.7 De relatieve verhoudingen van verschillende ionen in een Ar/N₂ plasma.

GAS FLOW RATES: Ar=2.5lpm N2=0.15lpm

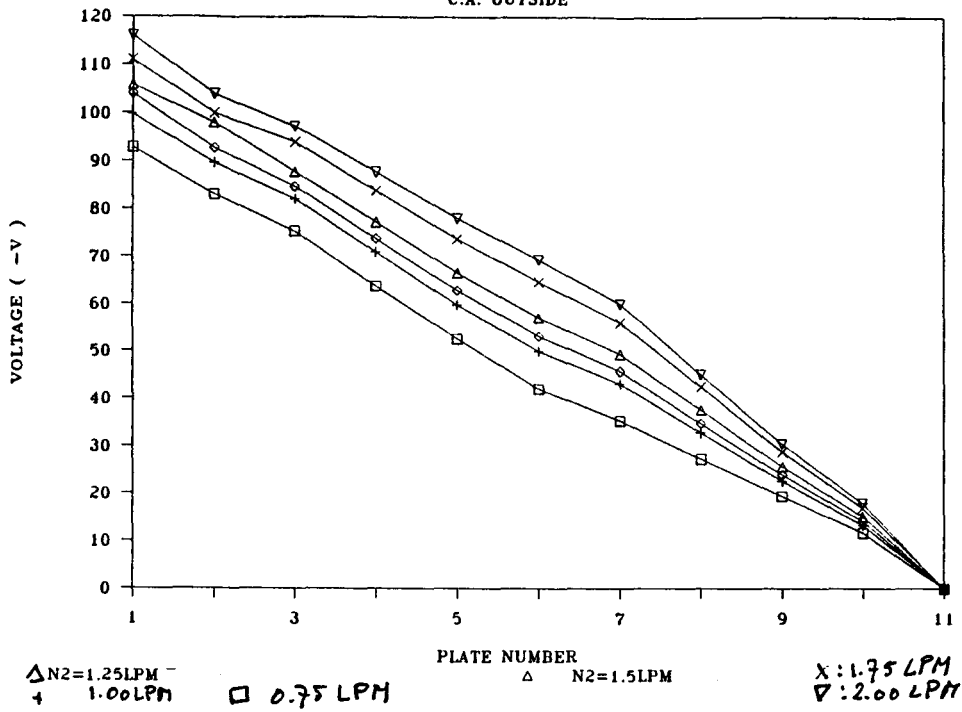
ARC CURRENT = 75 A



figuur 3.4.8 De relatieve ionenconcentraties als functie van de druk in het expansievat.

Ar + N₂ = 2.5 LPM

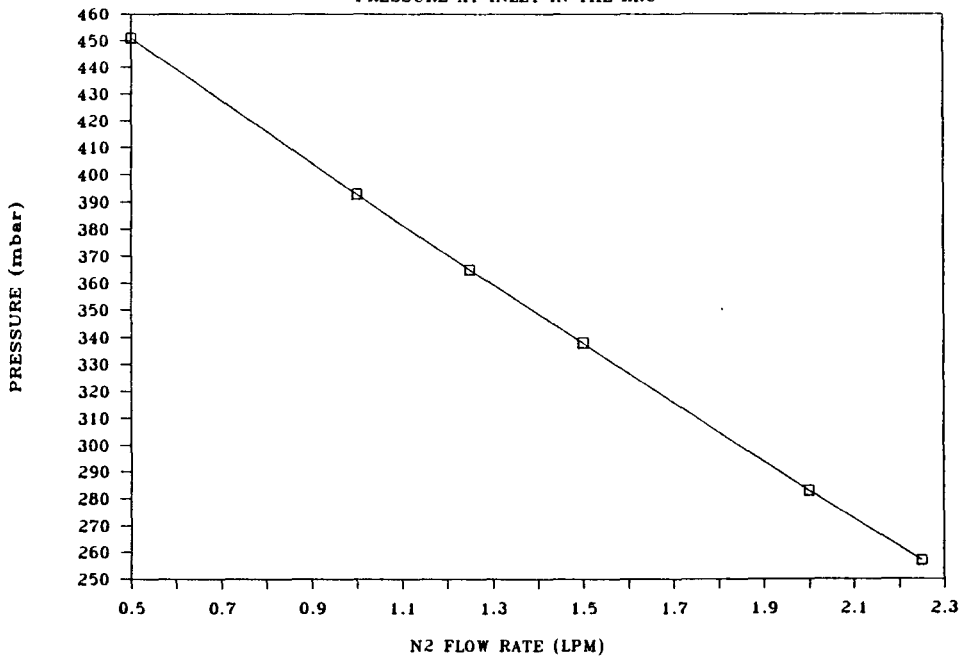
C.A. OUTSIDE



figuur 3.4.9 De spanningsverdeling over de platen van de kaskadeboog. Plaat 1 is de kathode, 2 de kop van de boog en 11 de anode.

AR + N₂ = 2.5 LPM, I = 75 A

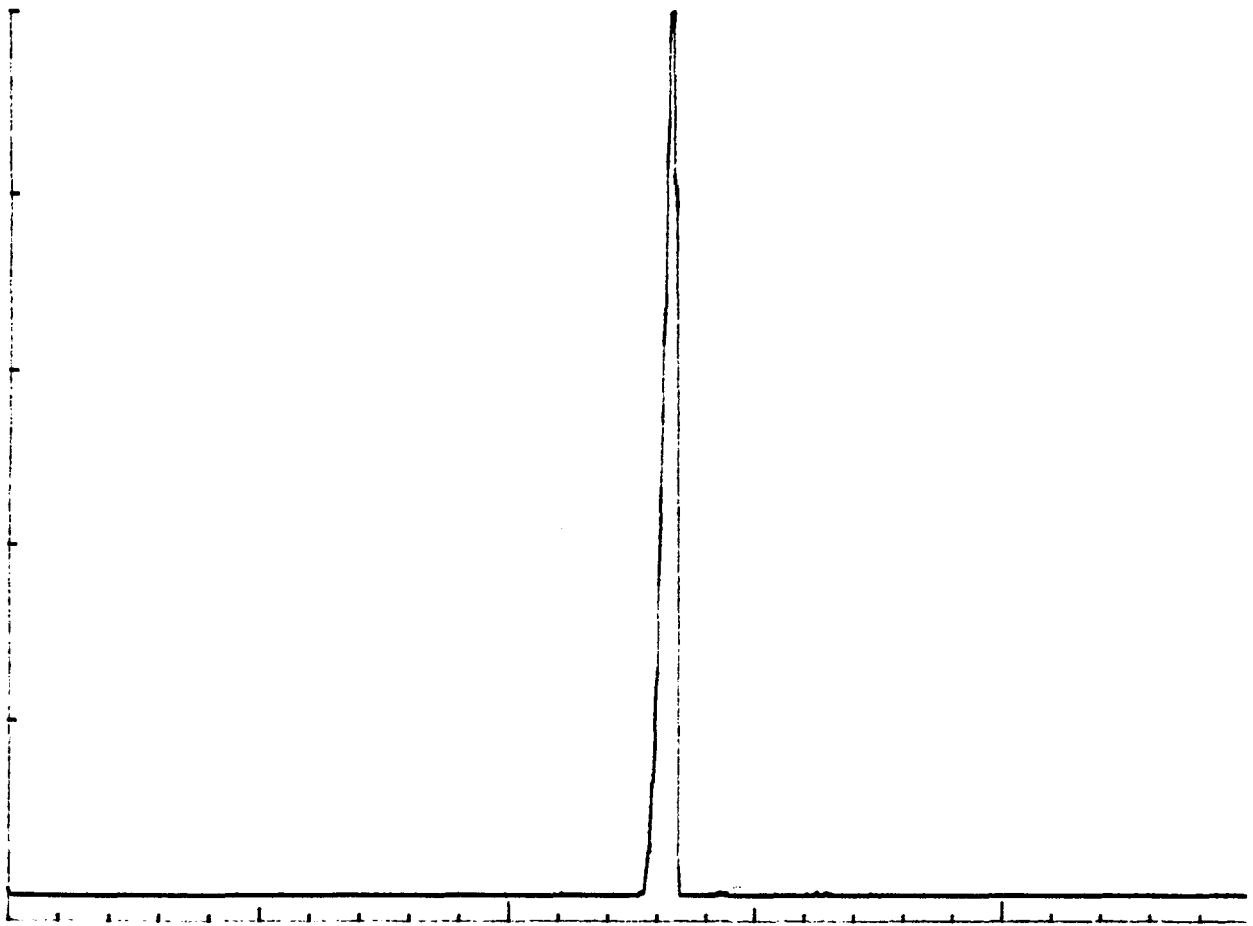
PRESSURE AT INLET IN THE ARC



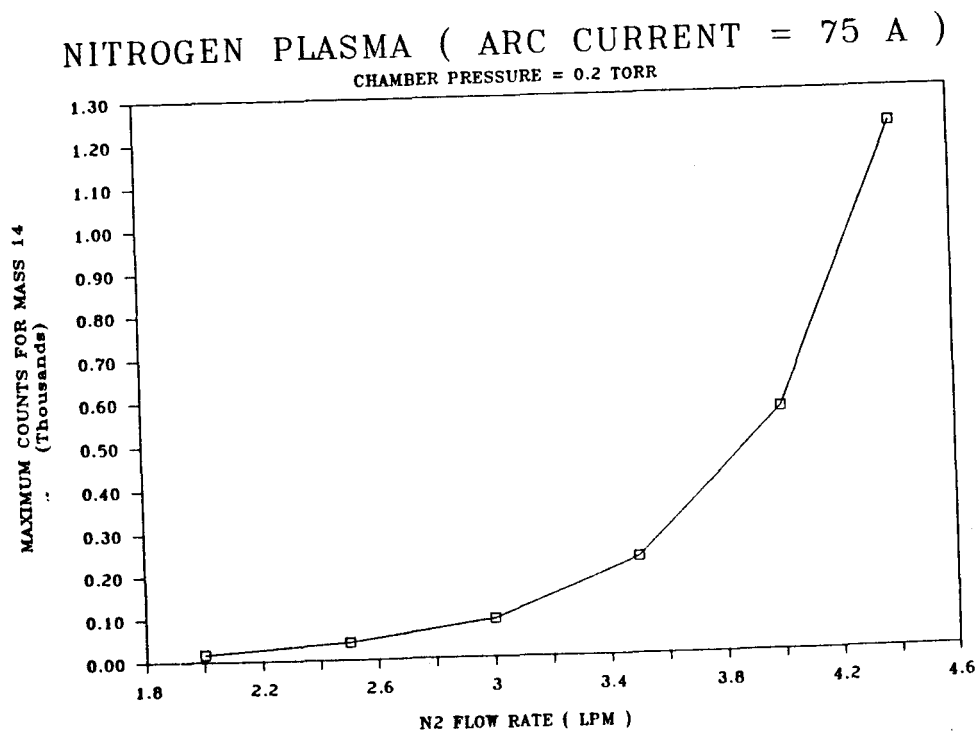
figuur 3.4.10 De druk in de boog bij verschillende verhoudingen Ar/N₂, maar konstante totale gasstroom.

3.5 Metingen met stikstof

Indien alleen stikstof in de boog gebruikt wordt dan bevat het spektrum slechts een piek, die van N^+ . Dit is in grafiek 3.5.1 te zien. Bij massa 15 is nog met moeite de stikstof isotoop met massa 15 waar te nemen, en bij massa 17 is een verontreiniging van OH^+ te zien. Het effect van variatie van de gasstroom op het aantal pulsen dat gemeten wordt is weergegeven in de grafiek 3.5.2. De druk in de vakuümkamer is van grote invloed op het aantal ionen dat gedetekteerd wordt dit is in figuur 3.5.3 te zien. Opvallend detail hierbij is dat er geen verontreinigingen waargenomen worden zoals dit het geval was bij argon. De ionendichtheid in het plasma is ook sterk afhankelijk van de stroomsterkte in de boog dit is in grafiek 3.5.4 te zien, als de stroomsterkte lager wordt dan 68A stopt de boog. Vanaf 75A is een sterke toename te zien terwijl bij 90A weer stabilisatie optreedt. Grafiek 3.5.5 geeft het verloop van de kathodespanning als functie van de gasstroom door de boog. Tot slot is de spanning op de verschillende platen van de kaskadeboog gemeten, dit is op twee manieren gedaan: door stikstof bij de kathodes van de boog te injecteren en door stikstof in het midden van de boog te injecteren. Het resultaat is in beide gevallen nagenoeg hetzelfde (figuren 3.5.6 en 3.5.7). Wat opvalt is dat de weerstand van het plasma in de boog omgekeerd evenredig is met de stroomsterkte in de boog.

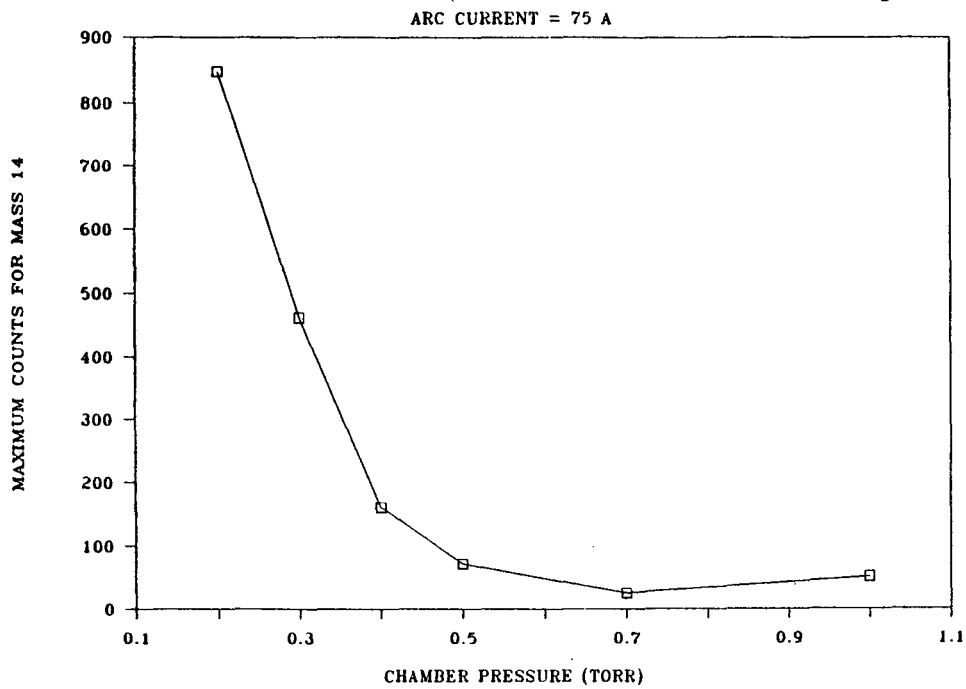


figuur 3.5.1 Massaspektrum van N_2 (>99.9%). N_2 fl = 2.50 l/min, $I_b = 75$ A, $V_{kath} = -145$ V en $P_b = 350$ mBar.



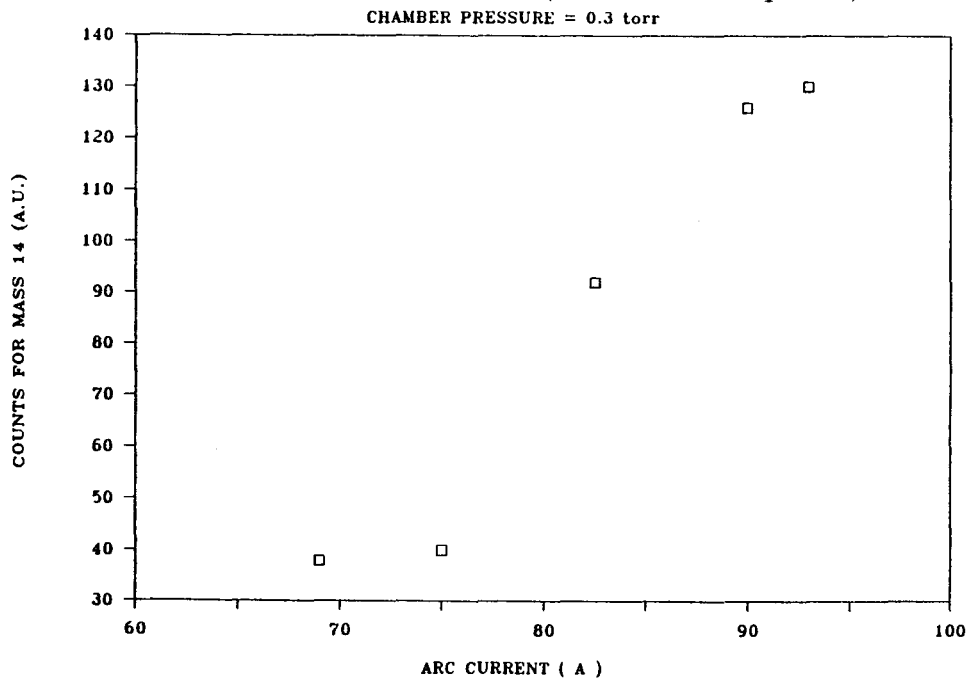
figuur 3.5.2 De ionenflux als functie van de gasstroom in de boog.

NITROGEN PLASMA (N₂ FLOW RATE = 4 lpm)



figuur 3.5.3 De ionenflux als functie van de druk in het expansievat.

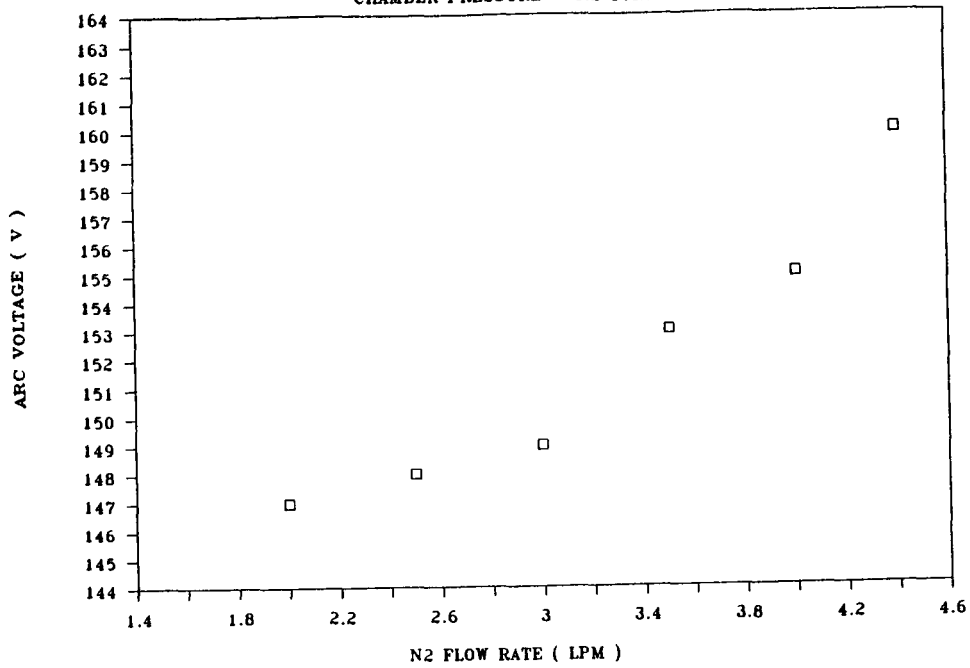
NITROGEN PLASMA (N₂ = 3 lpm)



figuur 3.5.4 De ionenflux als functie van de elektriestroom door de boog. De kathodespanning voor de opeenvolgende punten bedraagt: -147 V, -145 V, -144 V, -144 V en -146 V.

NITROGEN PLASMA (ARC CURRENT = 75 A)

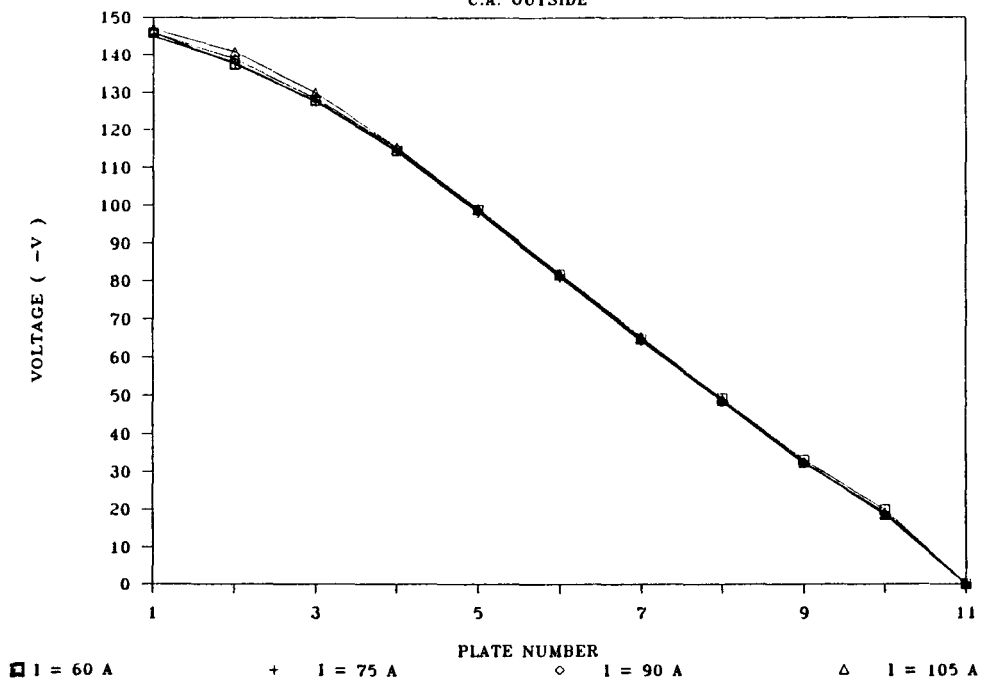
CHAMBER PRESSURE = 0.2 TORR



figuur 3.5.5 De kathodespanning als functie van de gasstroom door de boog.

N2 INJECTED THROUGH PLATE 4

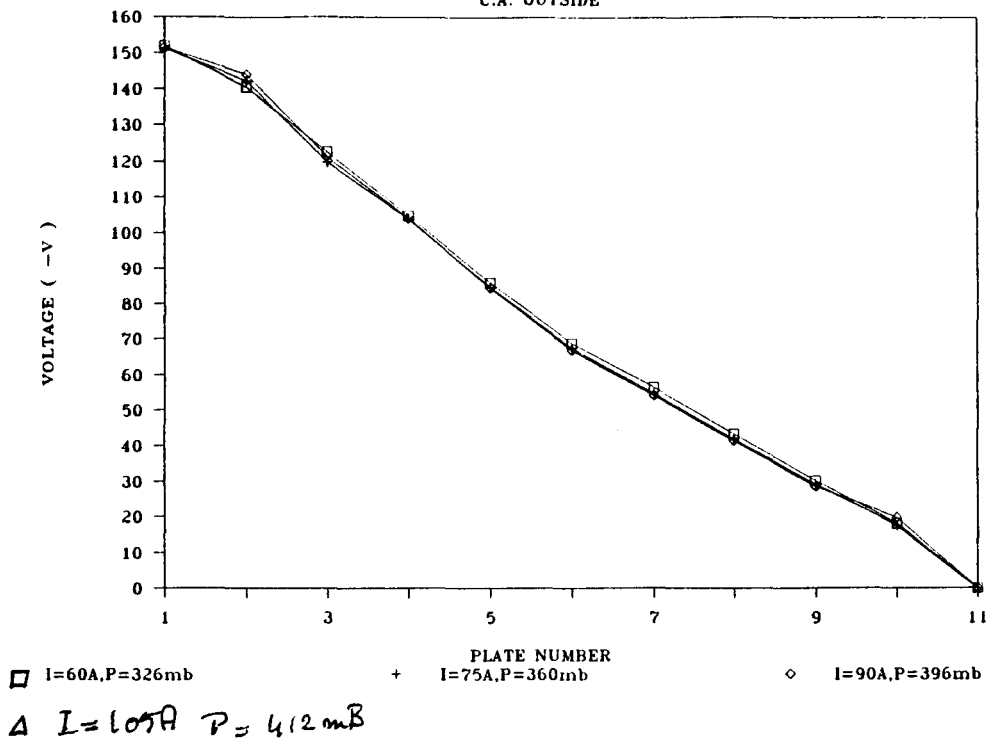
C.A. OUTSIDE



figuur 3.5.6 De spanningsverdeling over de platen van de kaskadeboog. Plaat 1 is de kathode, 2 de kop van de boog en 11 de anode. N_2 wordt in het midden van de boog geïnjecteerd.

N₂ FLOW RATE = 2.5 LPM

C.A. OUTSIDE



figuur 3.5.7 De spanningsverdeling over de platen van de kaskadeboog. Plaat 1 is de kathode, 2 de kop van de boog en 11 de anode. N₂ wordt aan het einde van de boog geïnjecteerd.

3.6 Metingen met mengsels van argon en waterstof

Het belangrijkste deel van dit onderzoek heeft betrekking op het meten van waterstofionen in het door de kaskadeboog geproduceerde plasma. In eerste instantie was het de bedoeling om de boog op zuiver waterstof te laten branden. Dit bleek echter onmogelijk te zijn, de kathodespanning kan in de opstelling tot maximaal 250V opgevoerd worden. Bij deze spanning is het onmogelijk om een waterstofplasma in de boog te krijgen. Bij de metingen die gedaan zijn met waterstof is dan ook steeds een aanzienlijke hoeveelheid argon als 'draaggas' gebruikt. Zelfs dit mengen gaf grote problemen, als er meer dan 15% waterstof in het mengsel aanwezig is ontstaan instabiliteiten.

Visueel is het volgende waar te nemen: het argon plasma heeft een felle lichtblauwe kleur zodra er waterstof in de boog komt verandert de kleur tot helder rood. Dat gaat gepaard met een afname van de lichtintensiteit in het vakuumvat. Wordt de hoeveelheid waterstof geleidelijk opgevoerd dan begint het plasma te fluktuëren, het plasma brandt afwisselend op argon en waterstof. Dit verschijnsel heeft een frekwentie van een paar hertz (afhankelijk van stroomsterkte, gassamenstelling etc). Wordt de hoeveelheid waterstof in het plasma verder opgevoerd dan verdwijnt het lichtschijnsel in de vakuumkamer geheel en is alleen plasma in het kanaal van de kaskadeboog te zien. Dit blijft zo totdat ongeveer 50% van het mengsel waterstof is, daarna wordt de vereiste kathodespanning zo hoog dat de gebruikte voedingen dit niet meer aan kunnen.

In grafiek 3.6.1 is het resultaat van de meting van de totale ionenflux als functie van de hoeveelheid waterstof in het plasma weergegeven. Te zien is dat toevoeging van een kleine hoeveelheid waterstof een grote daling in ionenflux tot gevolg heeft. Dit zelfde beeld wordt in de volgende grafiek (3.6.2) gegeven. Hier

is ook de druk in de vakuümkamer veranderd. De druk waarbij een maximale flux optreedt is ongeveer 0.1Torr, daarna vindt een geleidelijke afname plaats. Naarmate er meer waterstof wordt toegevoerd daalt de ionenflux. Het effect van de verandering van de stroomsterkte door de boog is in grafiek 3.6.3 weergegeven. Voor lage stroomsterke is weer te zien dat toename van de waterstofconcentratie leidt tot afname van de ionenflux. Maar bij 90A (een grotere stroomsterkte is niet mogelijk) lijkt het dat toevoeging van een kleine hoeveelheid waterstof leidt tot een flux toename. Bij grotere waterstofconcentratie (125 en 175ml/min) en stroomsterkten onder de 70A wordt het plasma instabiel.

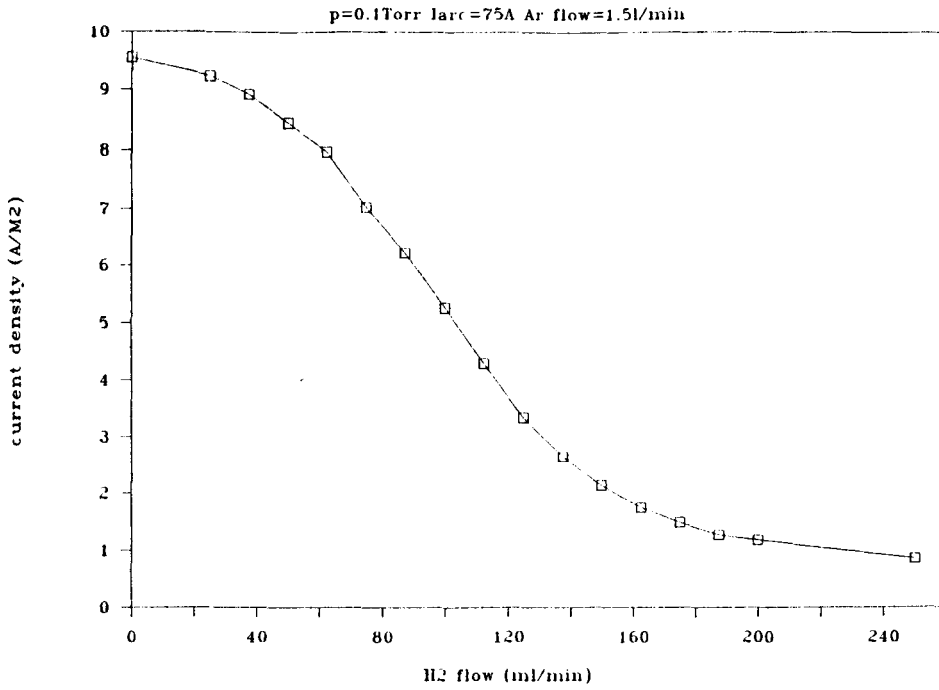
Met de massaspektrometer zijn de volgende vier massaspektrogrammen verkregen. In het eerste massaspektrogram (3.6.4) is een scan tussen de massa's 0 en 50 te zien. Het plasma bevat 15% waterstof bij deze concentratie is geen argon meer te zien, dit wordt in alle metingen met deze mengsels waargenomen. In het tweede massaspektrogram is een scan te zien van een argonplasma, er is geen waterstof toegevoegd toch zijn er drie pieken van waterstof te zien nl. H^+ , H_2^+ en H_3^+ . Het verschijnen van waterstof is te danken aan absorptie van waterstof door het metaal van de boog en de extraktor. Wordt er waterstof aan het plasma toegevoegd (10%) dan wordt het volgende spektrogram verkregen. De H_2^+ piek is nu verdwenen en alleen H^+ en H_3^+ zijn overgebleven. Wordt de waterstofconcentratie verhoogd tot 16% dan is er alleen nog H^+ over (figuur 3.6.5). Dit is ook te zien in grafiek 3.6.6, alleen bij een lage waterstofconcentratie is H_3^+ waar te nemen. De volgende grafiek 3.6.7 toont nog eens de sterke afname van de H^+ piek bij toenemende aanwezigheid van waterstof in het plasma. Al eerder is opgemerkt dat bij een grote stroomsterkte toevoeging van waterstof in eerste instantie niet

leidt tot afname van de ionenflux. Dit is nog eens te zien in grafiek 3.6.8. In figuur 3.6.9 is het verloop van de kathodespanning gegeven als functie van de hoeveelheid waterstof die aan het plasma toegevoegd wordt. Bij een stroomsterkte van 75A is de maximaal haalbare kathodespanning ongeveer 180V. Vervolgens zijn een aantal experimenten gedaan waarin de druk gevarieerd is. De eerste grafiek (3.6.10) laat de relatieve concentraties H^+ en H_3^+ zien bij toenemende druk. Te zien is dat H_3^+ reeds snel tot het ruisniveau gezakt is, en dat H^+ ook afneemt. Hetzelfde is ook in grafiek 3.6.11 te zien. Fig 3.6.10 is hetzelfde als 3.6.11 met dit verschil dat in het eerste geval de kaskadeboog zich op 15cm van de extraktor bevindt. We zien een vergelijkbaar gedrag.

In 3.6.12 is de relatie van de H^+ en H_3^+ concentratie met de stroomsterkte door de boog gegeven.

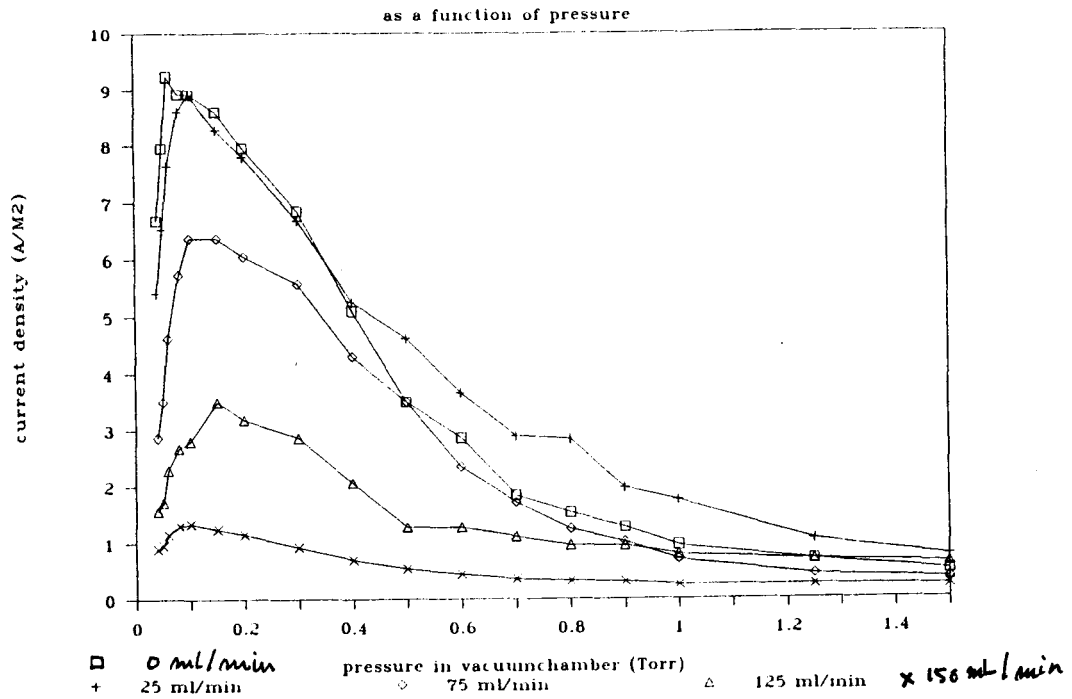
Tot slot is de spanningsverdeling over de verschillende platen van de kaskadeboog gegeven bij verschillende stroomsterkte en verschillende gassamenstelling (3.6.13 en 3.6.14).

Current density in Ar-H₂ plasma



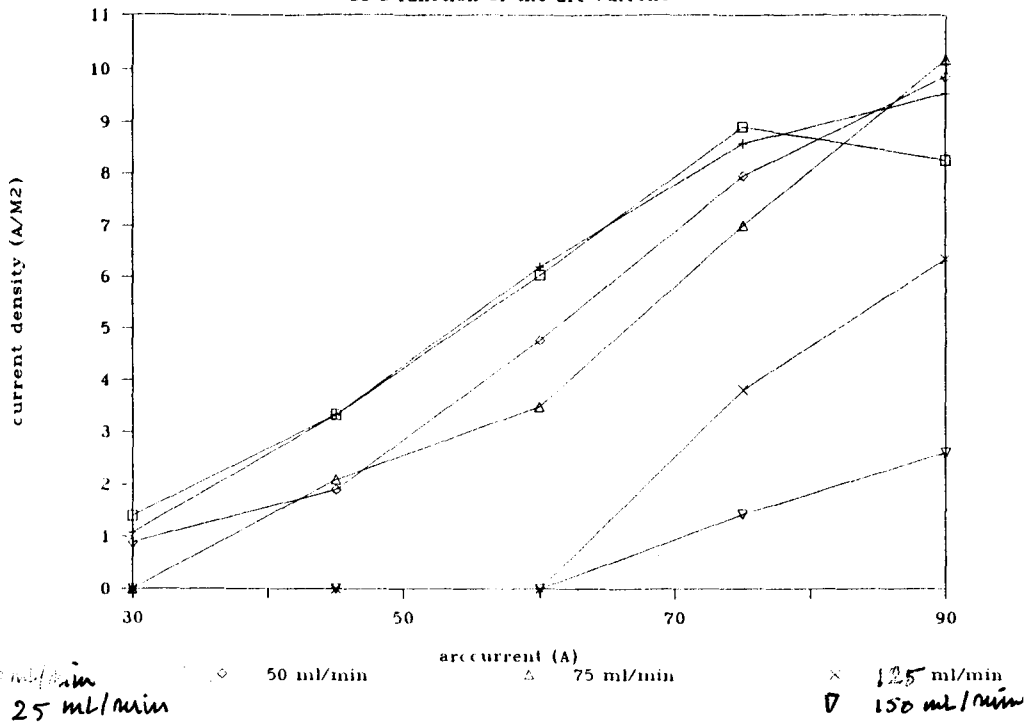
figuur 3.6.1 De stroomdichtheid in een Ar/H₂ plasma als functie van de H₂ concentratie.

Current density in Ar-H₂ plasma

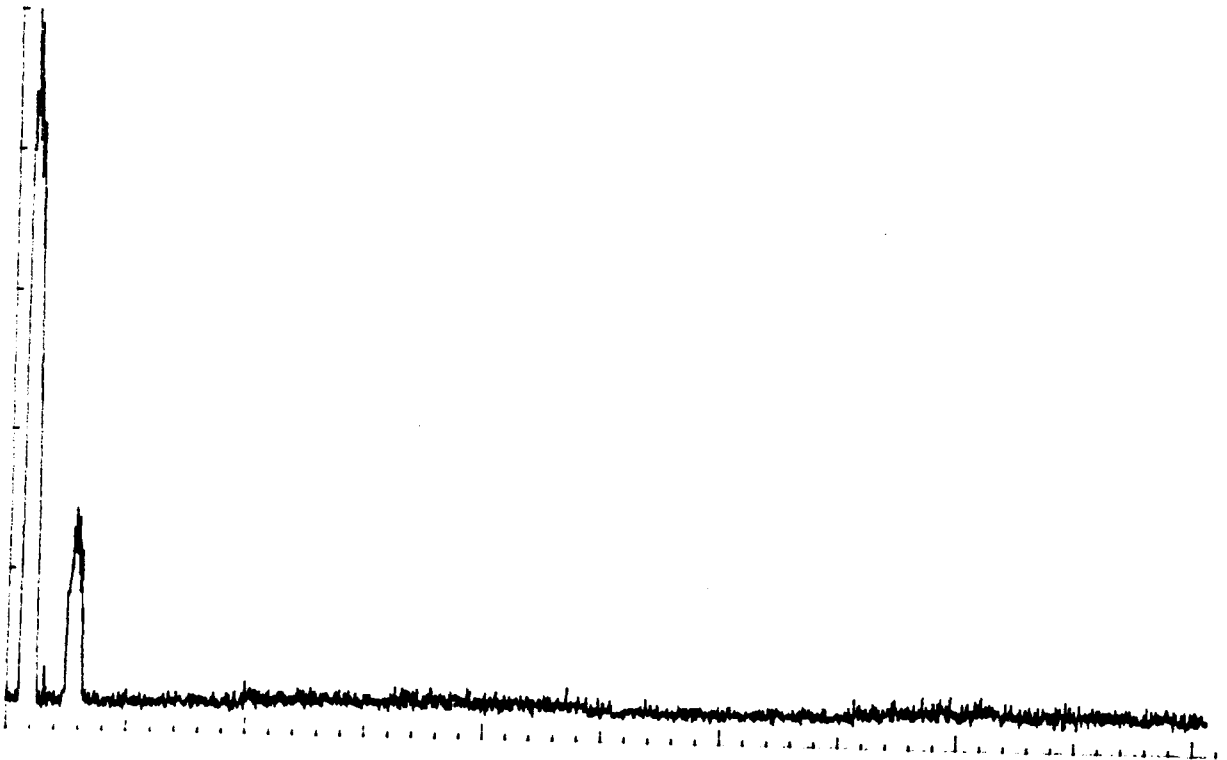


figuur 3.6.2 De stroomdichtheid in een Ar/H₂ plasma als functie van de H₂ concentratie en de druk in het expansievat.

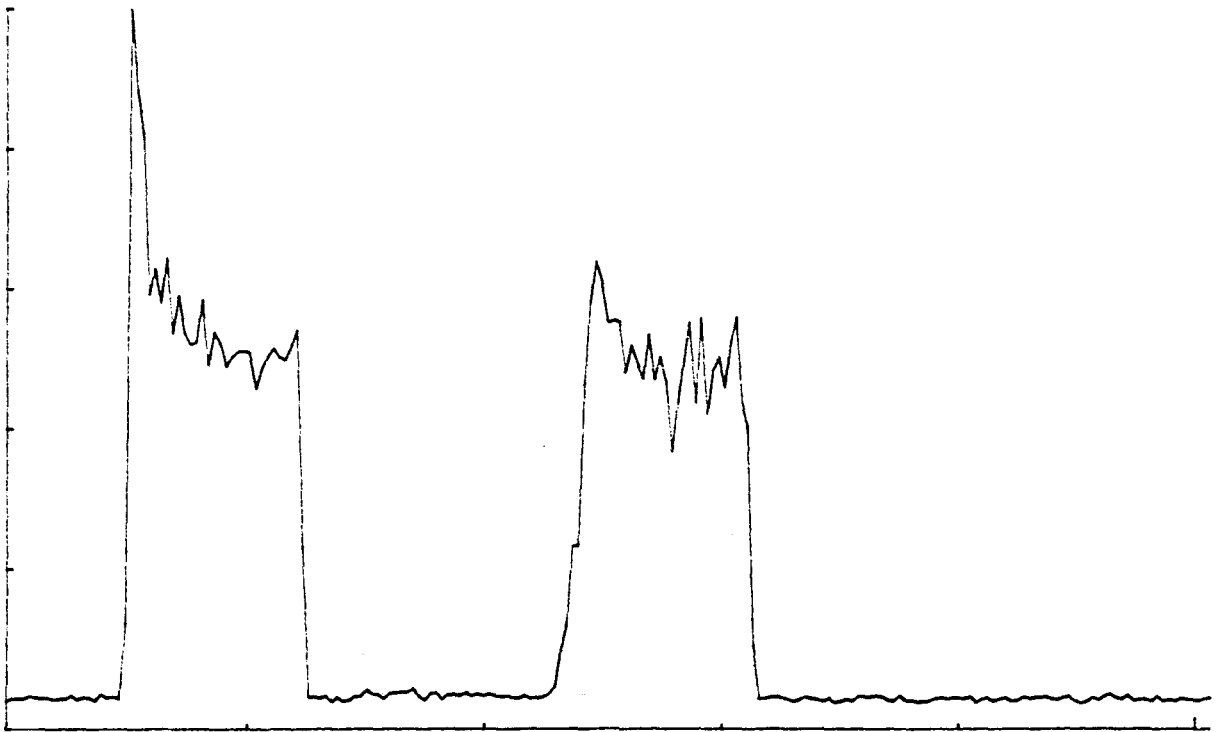
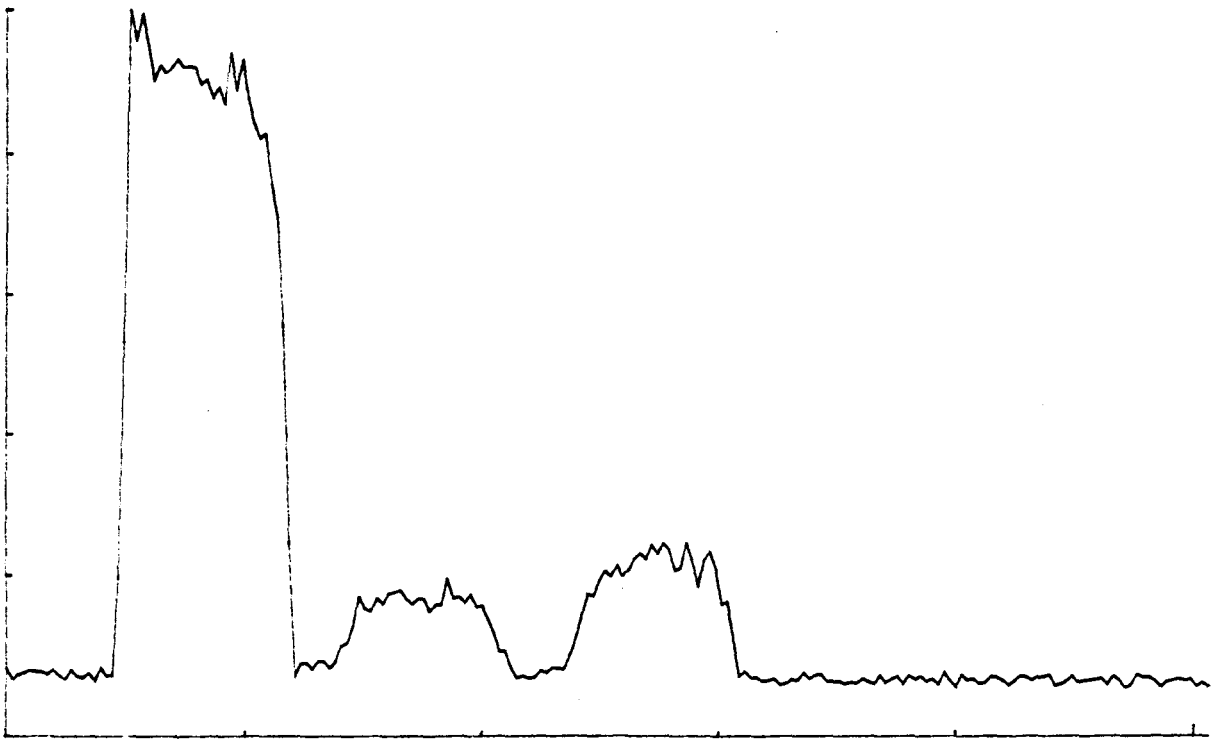
Current density in Ar-H₂ plasma
as a function of the arc current



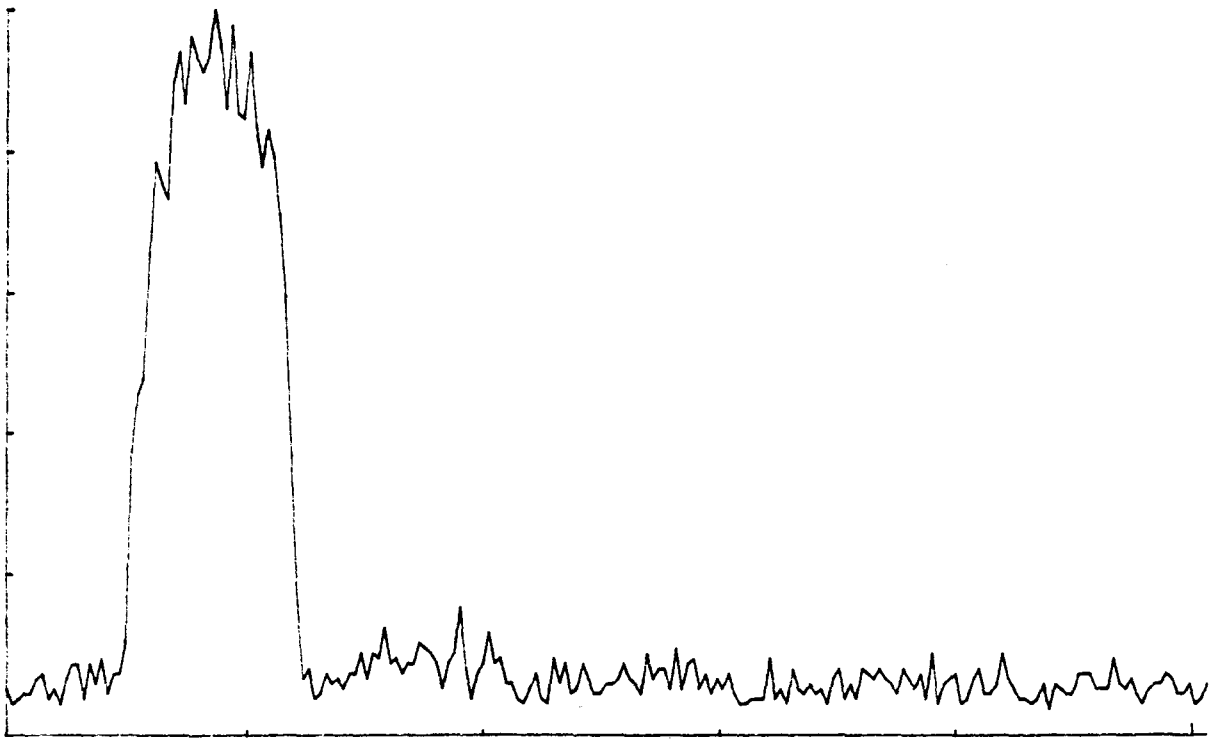
figuur 3.6.3 De stroomdichtheid als functie van de stroomsterkte en de hoeveelheid waterstof in het plasma.



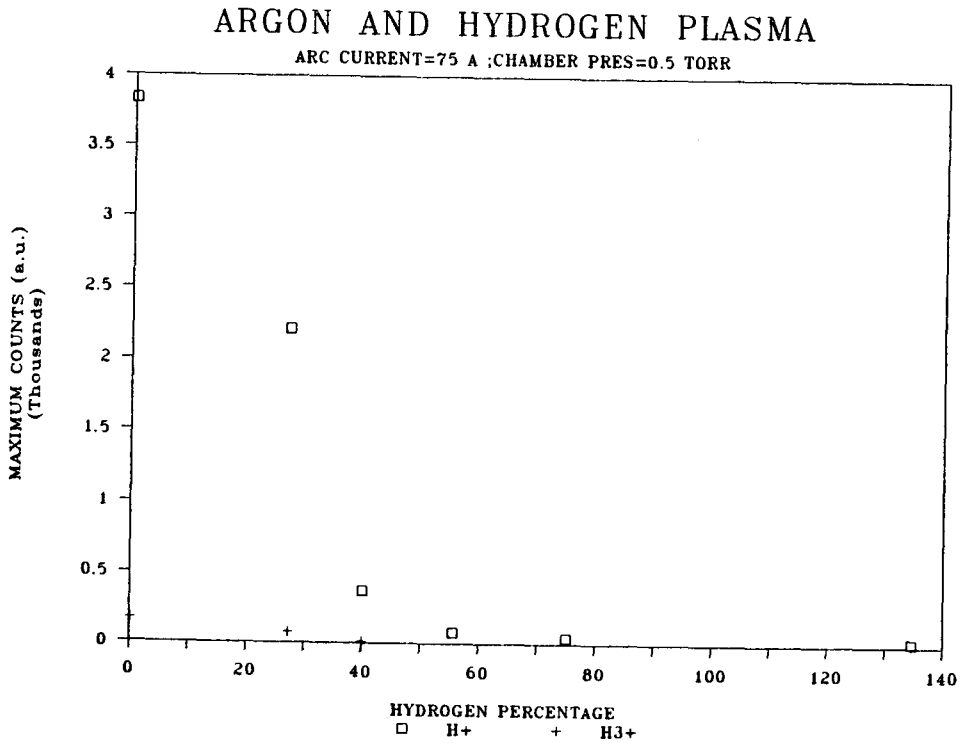
figuur 3.6.4 Massaspektum van Ar/H₂ plasma. Ar_{fl} = 2.50 l/min, H_{2fl} = 0.50 l/min, P_b = 529 mBar, V_{kath} = -97 V en I_b = 75 A.



figuur 3.6.5 Deze drie massaspektrogrammen zijn van een Ar/H₂ plasma waaraan verschillende hoeveelheden waterstof zijn toegevoegd. Ar_{fl} = 3.0 l/min, H_{2fl} = 0, 0.30 en 0.50 l/min, P_b = 650 mBar, V_{kath} = -92 V, -95 V en -103 V en P_{ch} = 0.1 Torr.



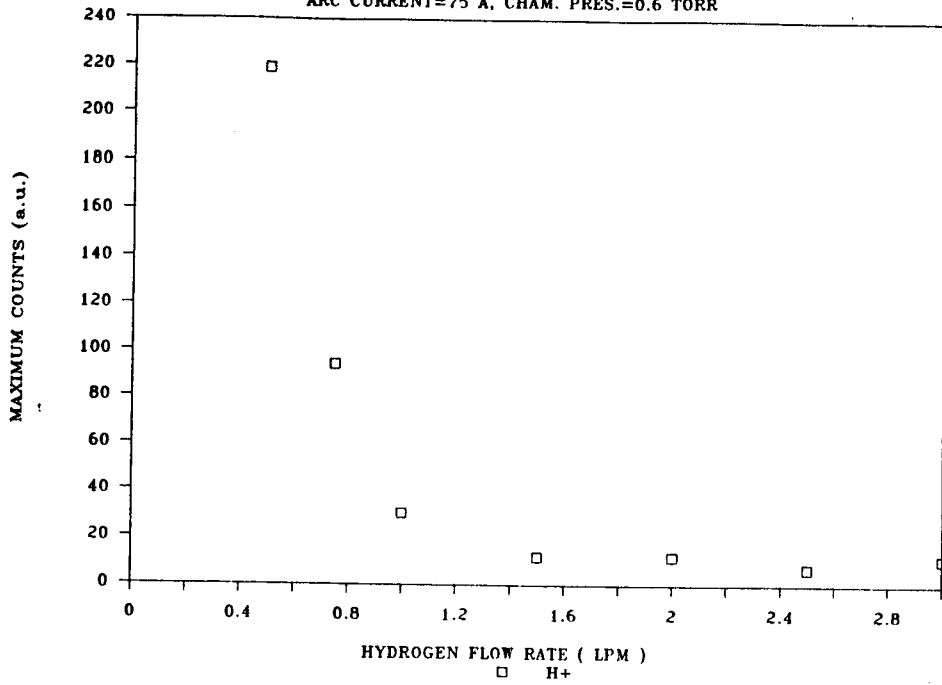
figuur 3.6.5 Vervolg (zie vorige bladzijde).



figuur 3.6.6 De relatieve concentraties H^+ en H_3^+ , $Ar_{fl} = 2.50$ l/min.

ARGON FLOW RATE = 2.5 LPM

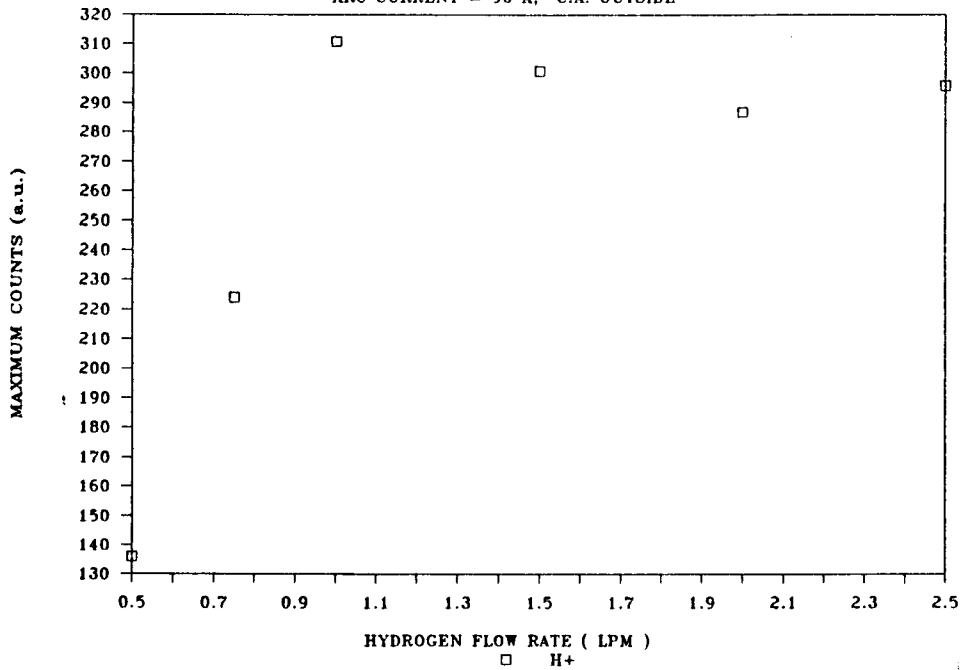
ARC CURRENT=75 A, CHAM. PRES.=0.6 TORR



figuur 3.6.7 Een toename van de waterstofconcentratie in het plasma lijdt tot een afname van de ionenflux, bij een stroomsterkte van 75 A.

ARGON FLOW RATE = 3 LPM

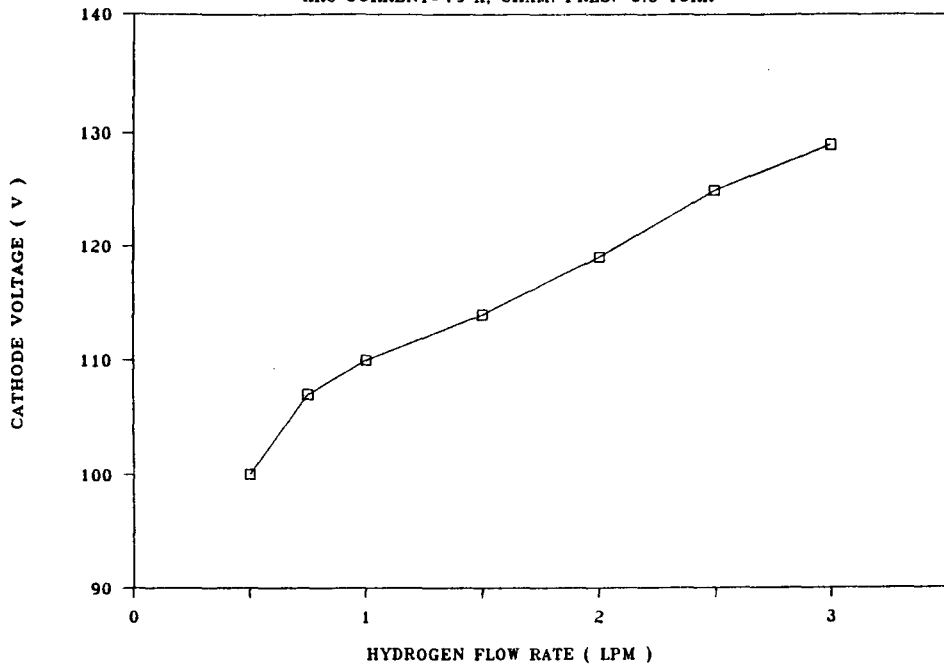
ARC CURRENT = 90 A, C.A. OUTSIDE



figuur 3.6.8 Bij grotere stroomsterkten (90 A) lijkt het echter alsof de ionenflux min of meer konstant blijft.

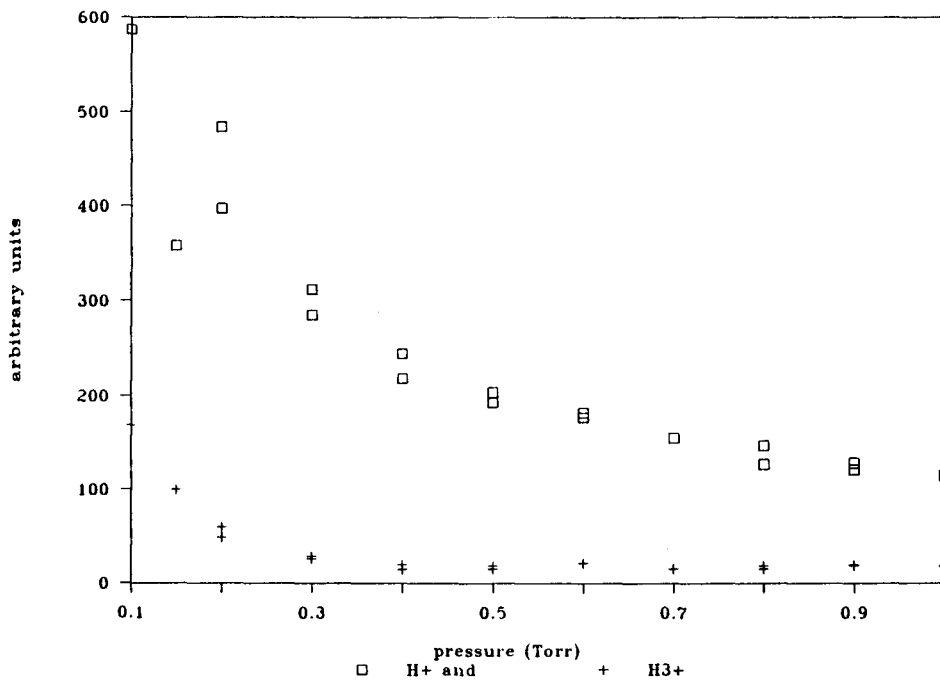
ARGON FLOW RATE = 2.5 LPM

ARC CURRENT=75 A, CHAM. PRES.=0.6 TORR



figuur 3.6.8 De kathodespanning als functie van de H_2 gasstroom in het plasma.

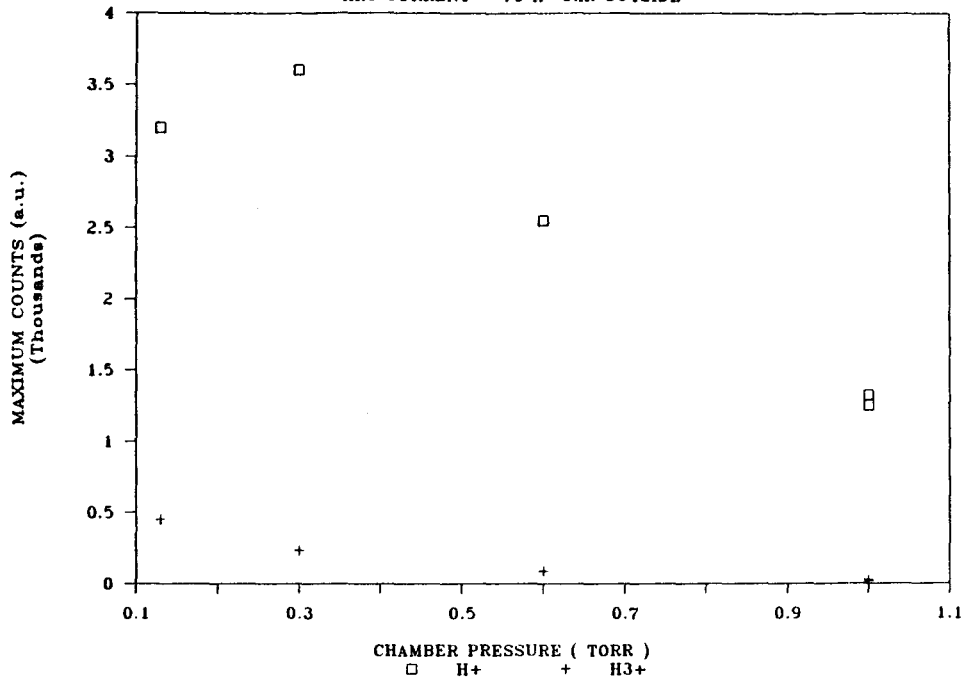
Maximum counts for H^+ and H_3^+



figuur 3.6.9 In deze grafiek is het effect van de druk in het expansievat weergegeven. Te zien is dat zowel de H^+ als de H_3^+ afnemen bij toenemende druk. $Ar_{fl} = 2.50$ l/min, $H_{2fl} = 0.50$ l/min en $V_{kath} = -99$ V.

ARGON FLOW=3LPM, HYDROGEN FLOW=.5LPM

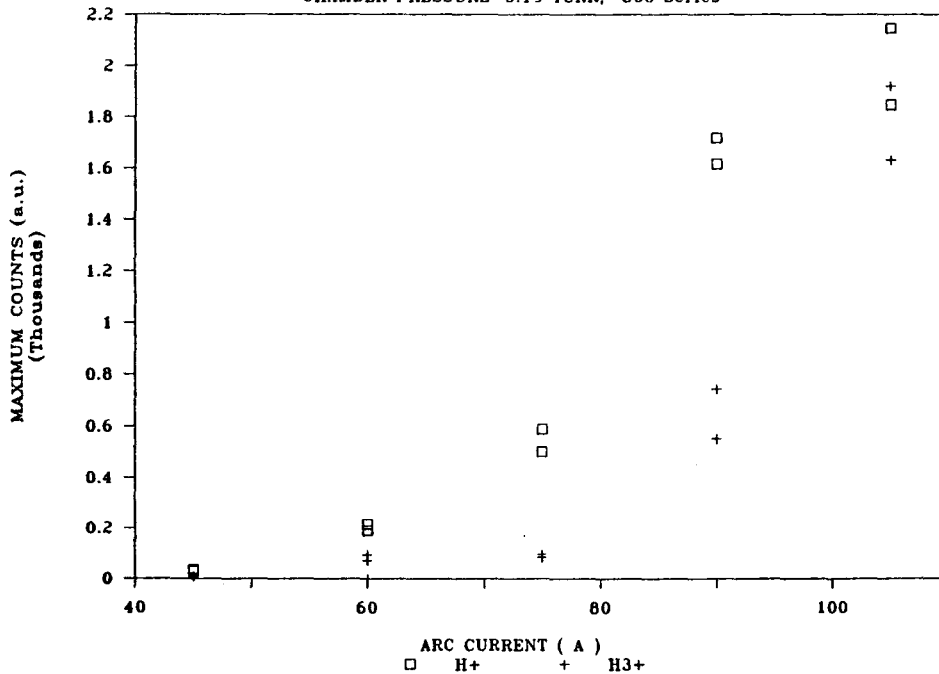
ARC CURRENT = 75 A C.A. OUTSIDE



figuur 3.6.10 Hetzelfde als 3.6.9, maar met grotere argonflow.

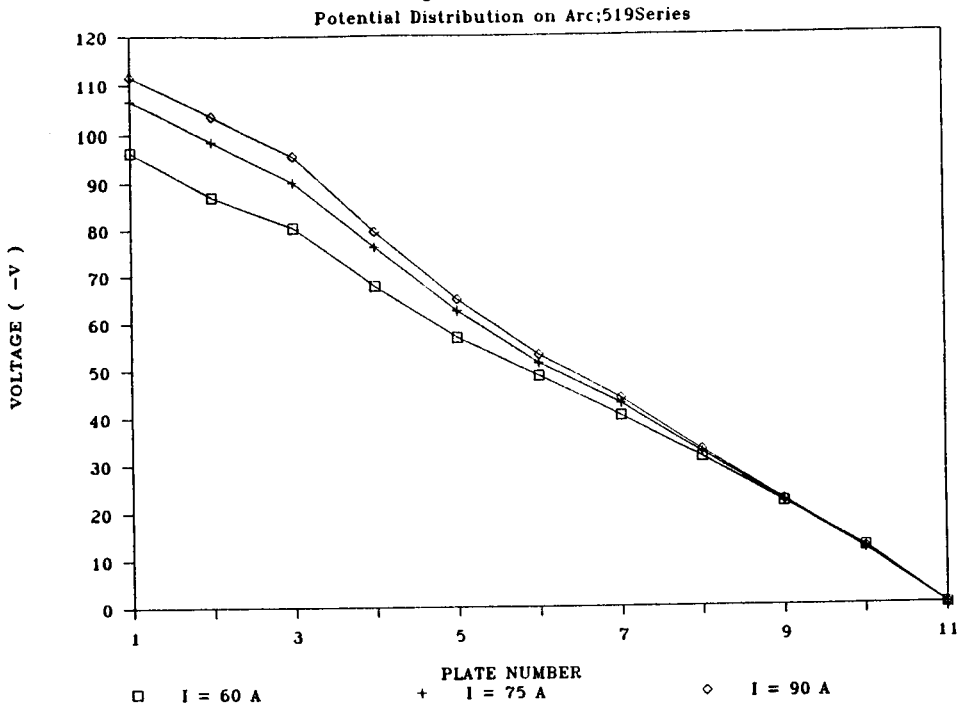
FLOW RATES: Ar = 2.5 LPM, H2 = 0.5 LPM

CHAMBER PRESSURE=0.15 TORR, 800 Series



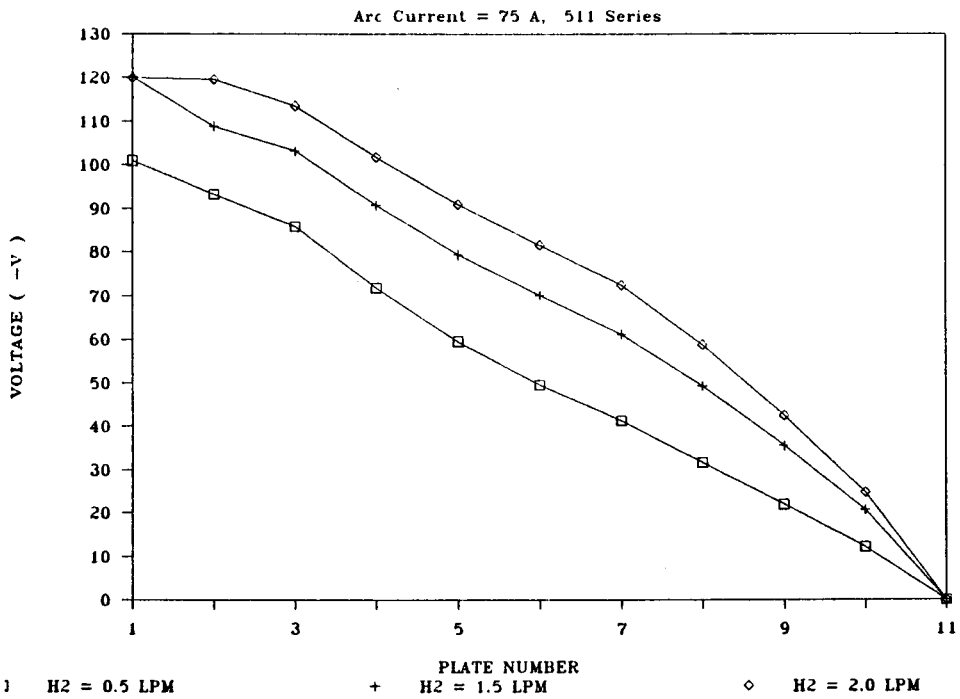
figuur 3.6.11 De relatieve concentraties H^+ en H_3^+ in het plasma als functie van de stroom door de boog.

Ar Flow = 3.0 lpm, H2 Flow = 0.5 lpm



figuur 3.6.12 De spanningsverdeling over de platen van de kaskadeboog voor verschillende stroomsterkten. Plaat 1 is de kathode, 2 de kop van de boog en 11 de anode.

Ar and H2 Plasma, Total Flow=3.5LPM



figuur 3.6.13 De spanningsverdeling over de platen van de kaskadeboog voor verschillende verhoudingen Ar/H₂. Plaat 1 is de kathode, 2 de kop van de boog en 11 de anode.

3.7 Metingen van de elektronendichtheid en -temperatuur

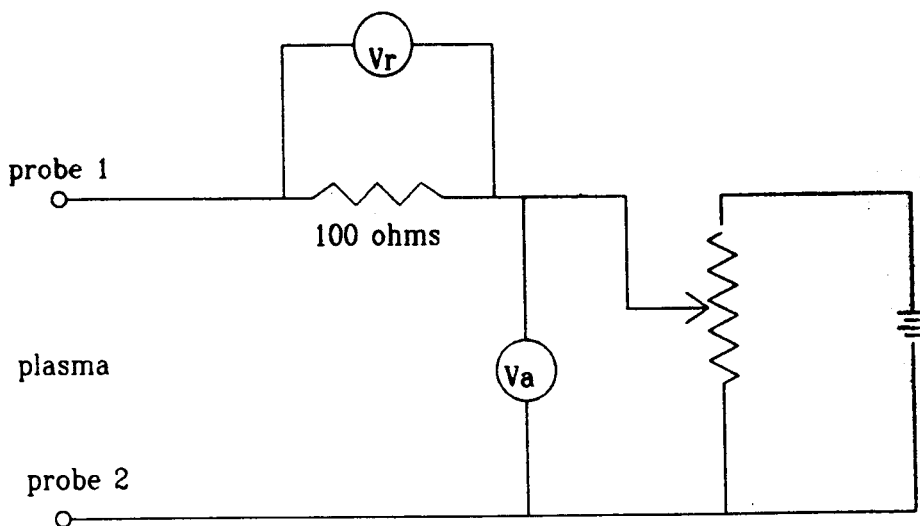
De elektronendichtheid en -temperatuur zijn gemeten met een elektrische probe. In figuur 3.7.1 is het aansluitschema van de probe gegeven. De probe is op een afstand van 20 cm van de anode van de kaskadaboog geplaatst en 4.5 cm boven de centrale as. De probe karakteristiek is opgenomen met een X-Y rekorder.

In dit verslag worden slechts een deel van de metingen die gedaan zijn gepresenteerd. In het verslag van Magret O'Hara staan alle metingen bij elkaar.

In de figuren 3.7.2 tot en met 3.7.4 wordt het effect van drukvariatie op drie verschillende plasma's gegeven. De elektronen temperatuur vertoont een sterke afname bij toenemende druk. Dit kan als volgt verklaard worden: bij toenemende druk vinden er meer inelastiese botsingen van elektronen met andere deeltjes plaats, hierdoor zullen ze kinetische energie verliezen en zal hun temperatuur afnemen. Bij de elektronen dichtheid is een piek waar te nemen bij lage druk. Toename van de druk zal twee gevolgen hebben: er komen meer argon ionen en elektronen in het plasma, en er zullen meer botsingen in het plasma plaatsvinden. Dit laatste heeft tot gevolg dat elektronen en ionen minder snel de probes zullen bereiken. Hierdoor zal de stijging van ladingsgragers in het plasma niet gemeten worden (de gebruikte theorie gaat uit van een botsingsloos plasma)

In de figuren 3.7.5 tot en met 3.7.7 wordt gekeken naar het effect van de stroomsterkte door de boog. In alle grafieken is waar te nemen dat zowel de elektronentemperatuur als de elektronendichtheid toenemen bij toenemende stroomsterkte. Dit is een voor de hand liggend resultaat: als er meer elektronen in de boog zijn zullen er meer ionisaties optreden, waardoor er meer ionen en elektronen in het plasma komen. Doordat de kathodespanning toeneemt zal er meer energie in de boog

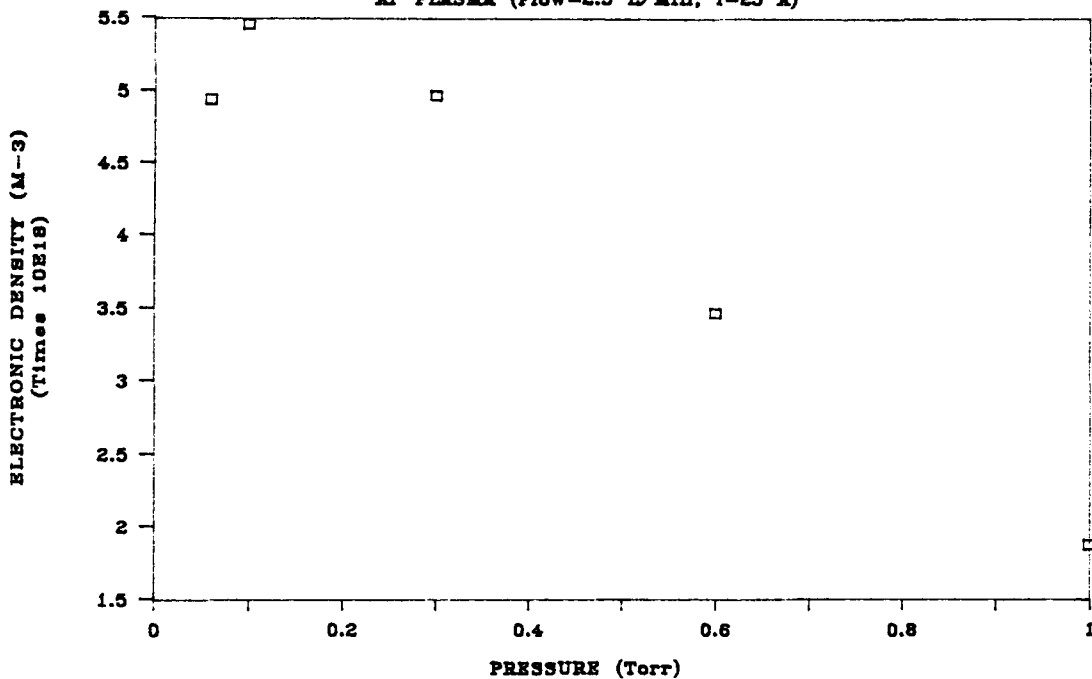
gedissipeerd worden en zal de elektronentemperatuur toenemen. Als laatste is het effect van de gasstroom door de boog bekeken. Ook hier is een toename van zowel de elektronendichtheid als de elektronentemperatuur te zien. Doordat er meer gas in de boog is zullen meer ionisaties plaatsvinden en de elektronen dichtheid in het plasma zal toenemen. De kathodespanning neemt toe als de druk in de boog toeneemt (door de grotere gasstroom) , hierdoor zal de elektronentemperatuur stijgen.



figuur 3.7.1 Aansluitingsschema voor de elektrische probe.

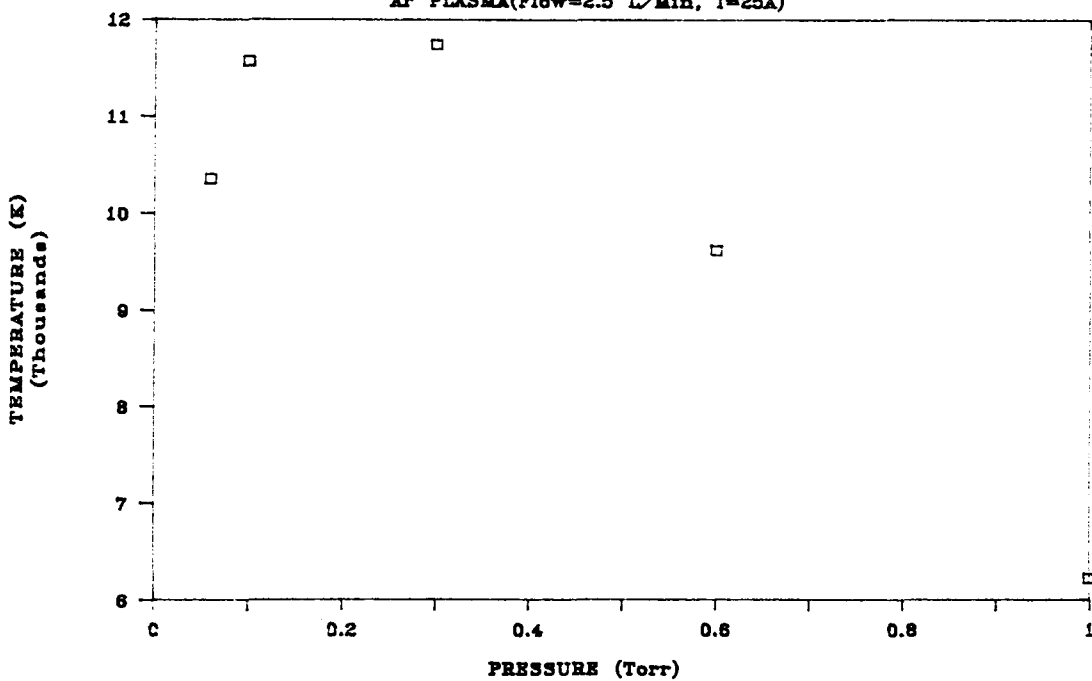
EFFECT OF THE PRESSURE

Ar PLASMA (Flow=2.5 L/Min, I=25 A)



EFFECT OF THE PRESSURE

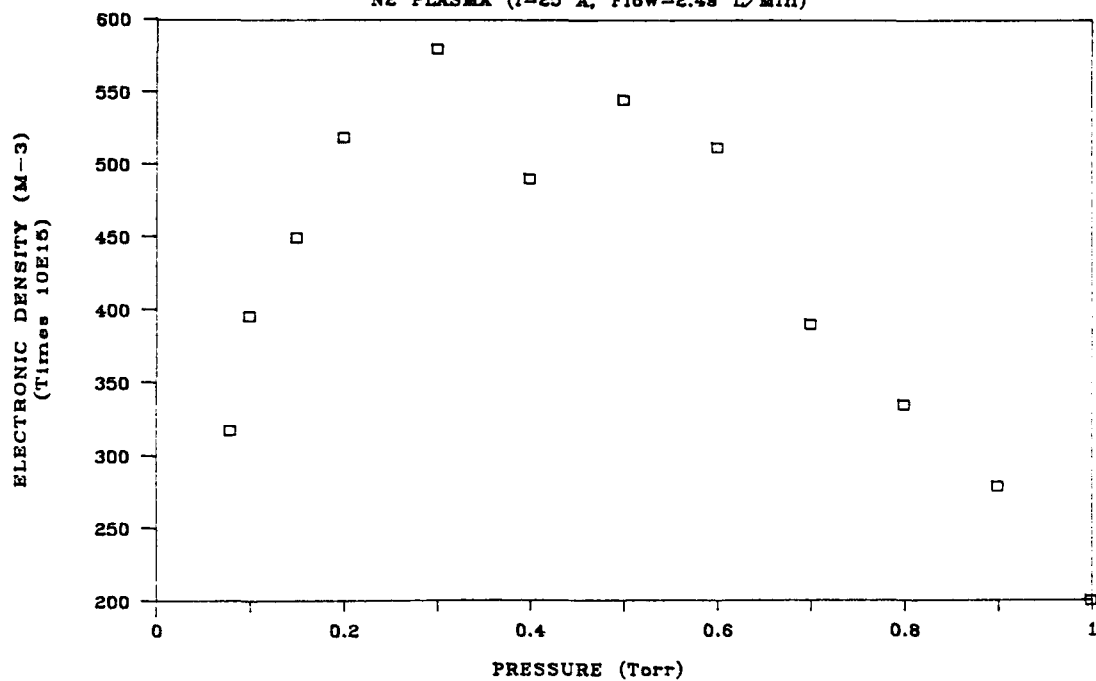
Ar PLASMA (Flow=2.5 L/Min, I=25A)



figuur 3.7.2 Het effect van de druk in het expansievat op de elektronendichtheid en temperatuur in een argonplasma.

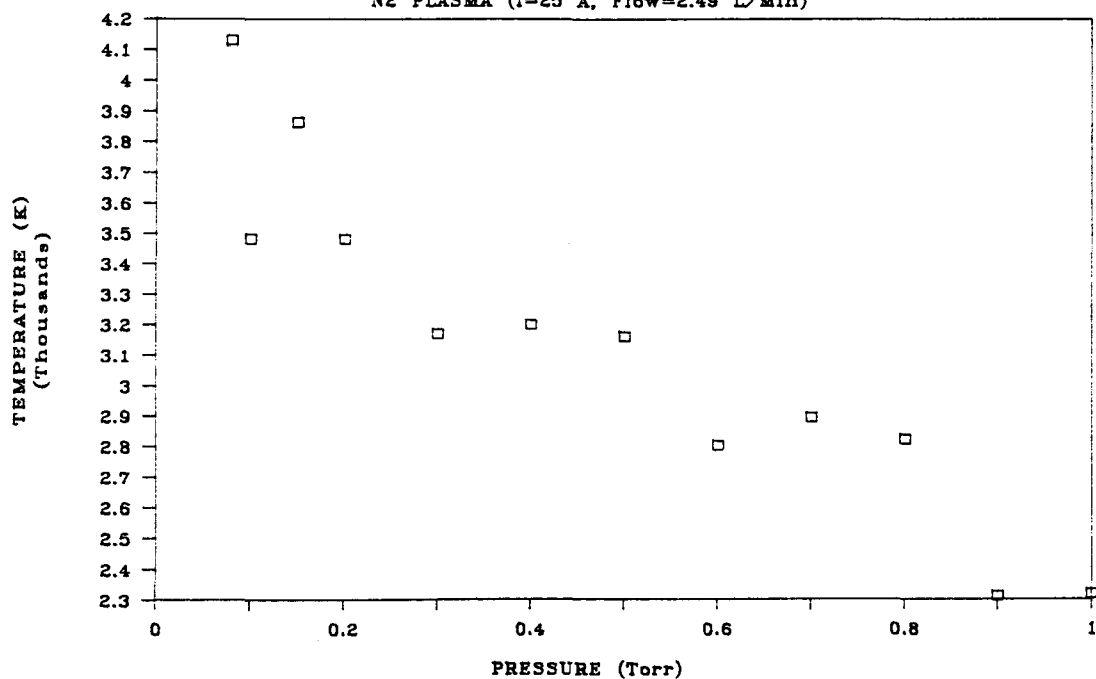
EFFECT OF THE PRESSURE

N2 PLASMA (I=25 A, Flow=2.49 L/Min)



EFFECT OF THE PRESSURE

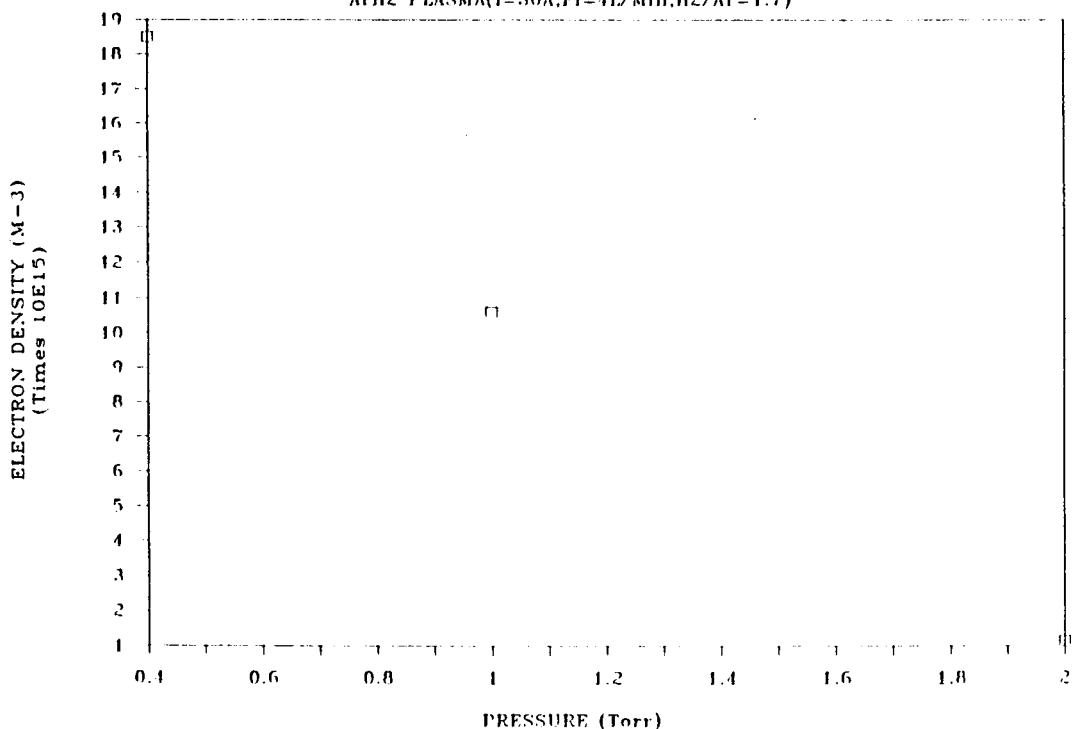
N2 PLASMA (I=25 A, Flow=2.49 L/Min)



figuur 9.7.9 Het effect van de druk in het expansievat op de elektronendichtheid en temperatuur in een stikstofplasma.

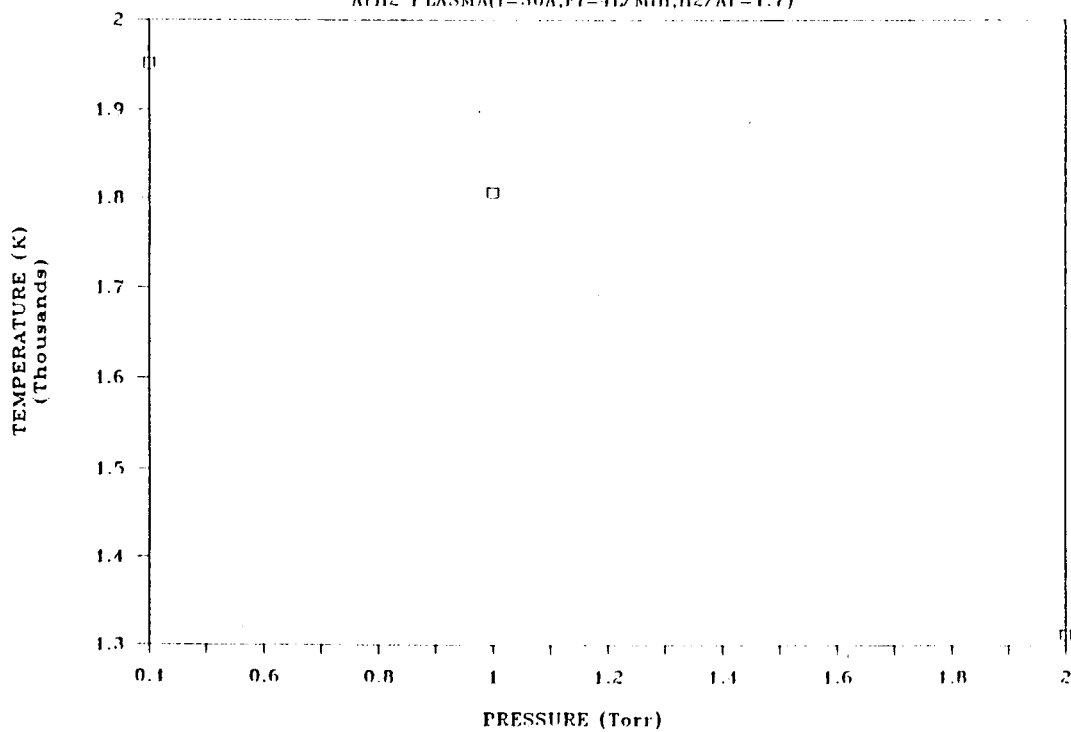
EFFECT OF THE PRESSURE

ArH₂ PLASMA(I=30A,F1=4L/Min,H₂/Ar=1.7)



EFFECT OF THE PRESSURE

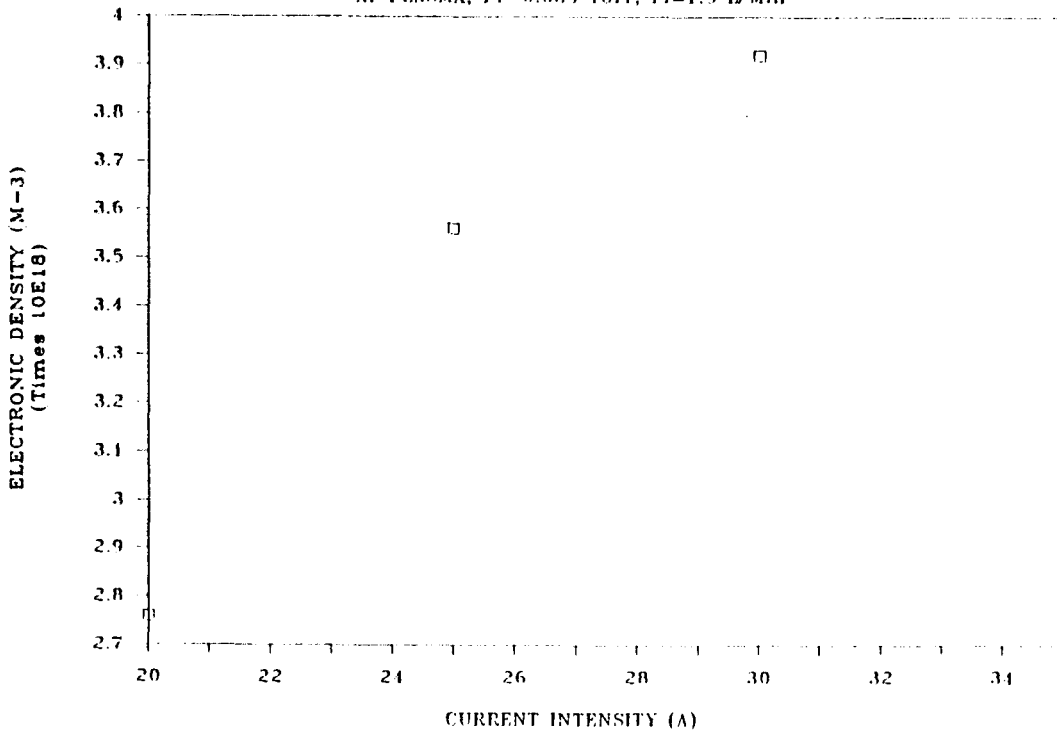
ArH₂ PLASMA(I=30A,F1=4L/Min,H₂/Ar=1.7)



figuur 3.7.4 Het effect van de druk in het expansievat op de elektronendichtheid en temperatuur in een argon/waterstof plasma.

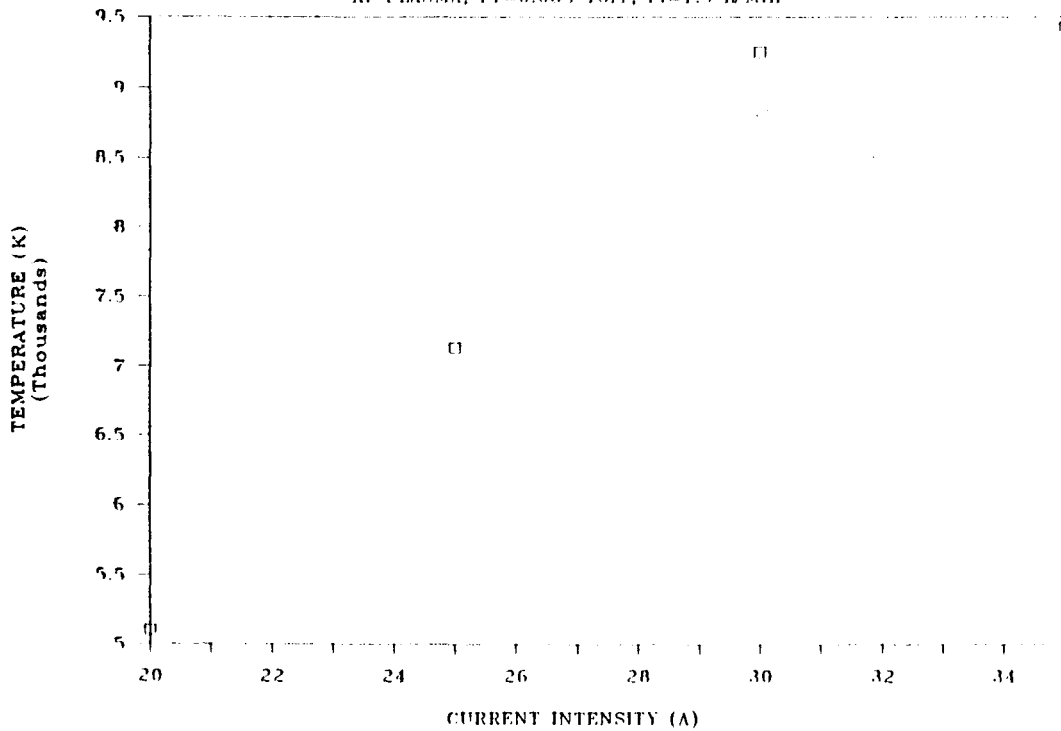
EFFECT OF THE CURRENT INTENSITY

Ar PLASMA, Pr=0.035 Torr, FI=1.5 L/Min



EFFECT OF THE CURRENT INTENSITY

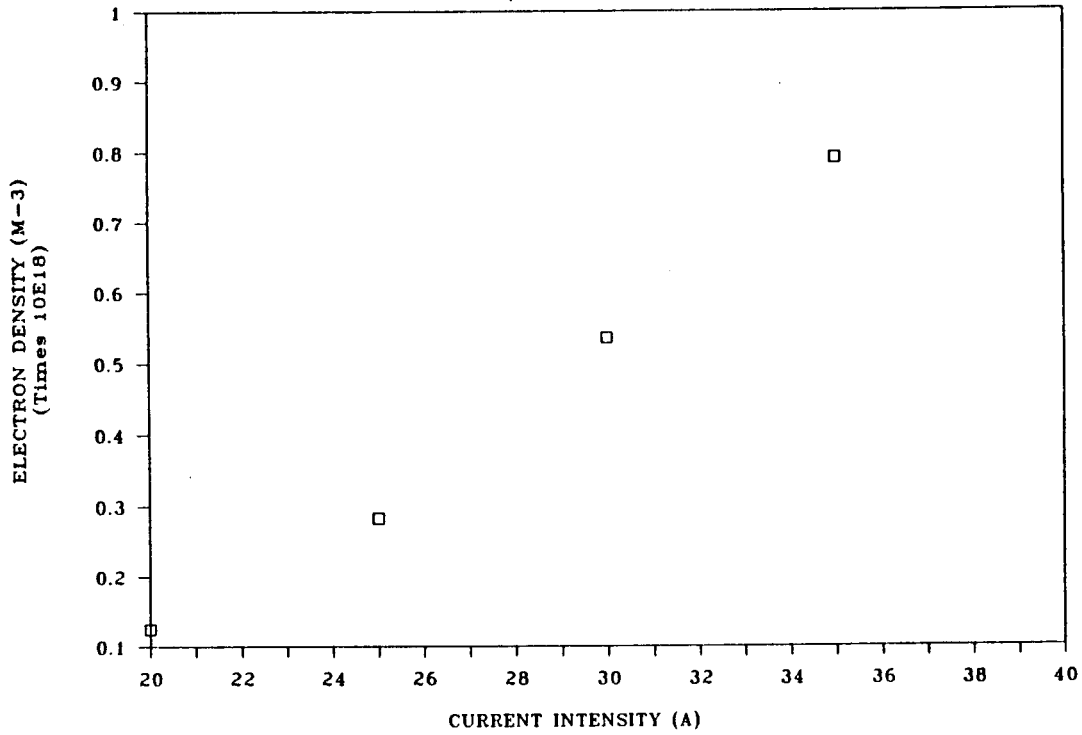
Ar PLASMA, Pr=0.035 Torr, FI=1.5 L/Min



figuur 3.7.5 Het effect van de stroom in de boog op de elektronendichtheid en temperatuur in een argonplasma.

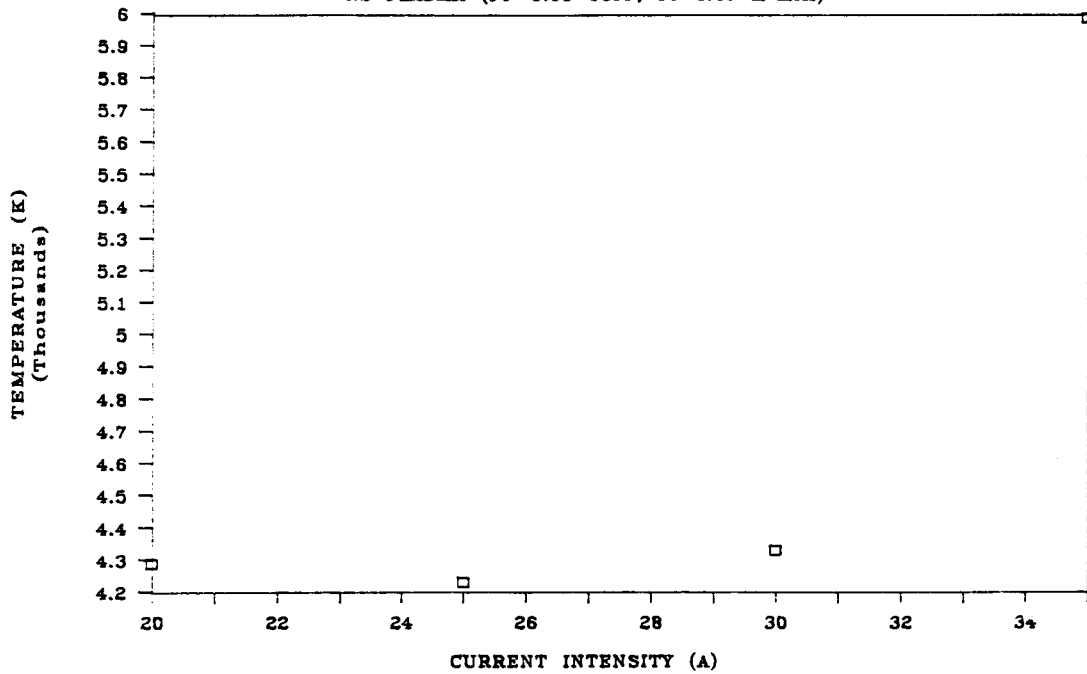
EFFECT OF THE CURRENT INTENSITY

N₂ PLASMA (I=25 A, F_I=2.5 L/Min)



EFFECT OF THE CURRENT INTENSITY

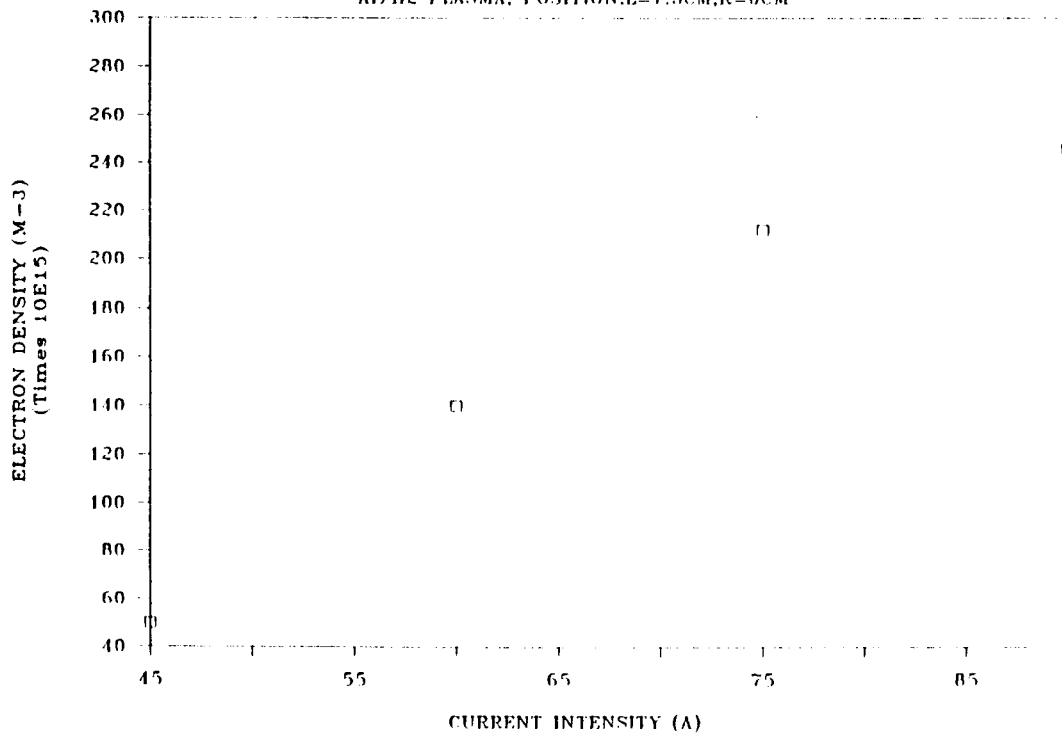
N₂ PLASMA (P_r=0.08 Torr, F_I=2.49 L/Min)



figuur 3.7.6 Het effect van de stroom in de boog op de elektronendichtheid en temperatuur in een stikstofplasma.

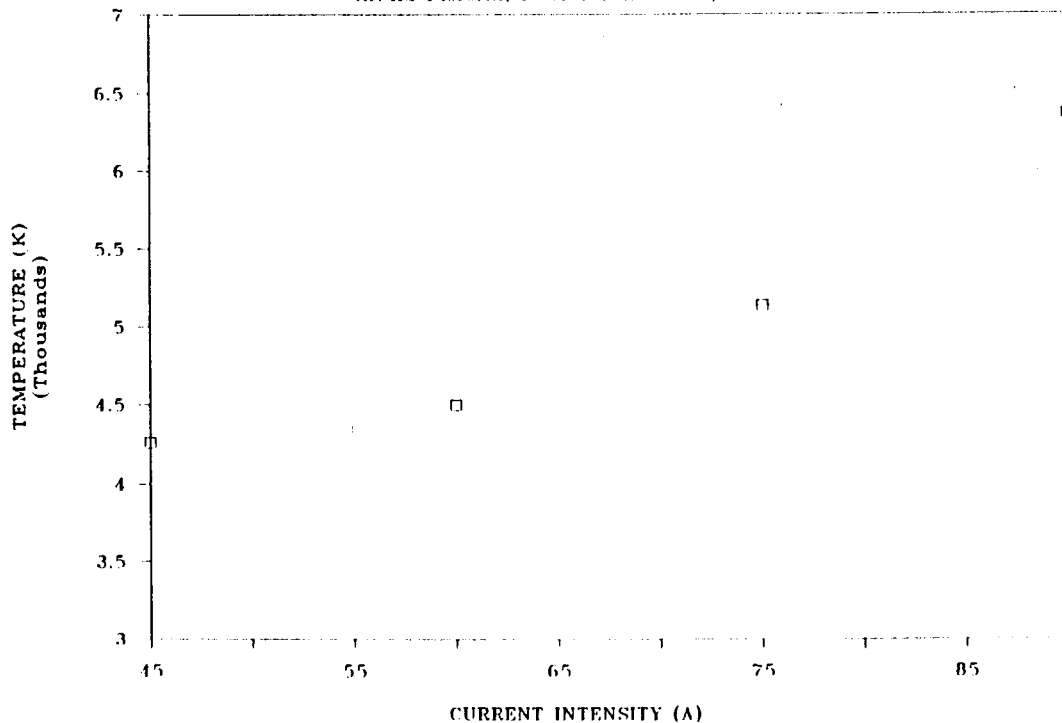
EFFECT OF THE CURRENT INTENSITY

Ar/H₂ PLASMA, POSITION:L=7.3CM,R=0CM



EFFECT OF THE CURRENT INTENSITY

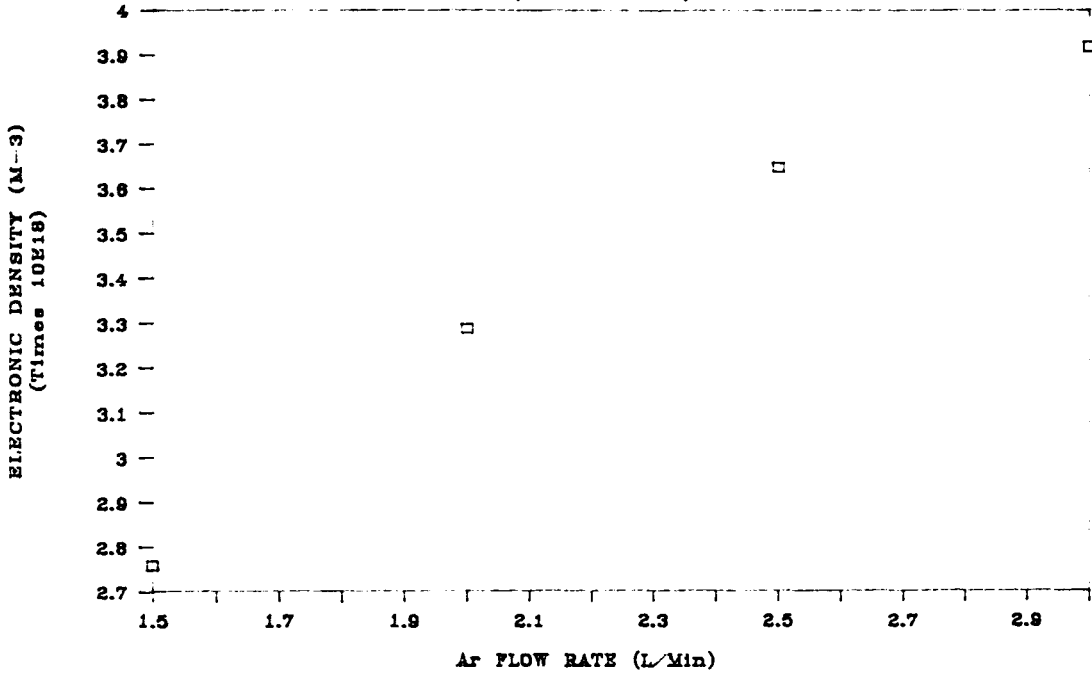
Ar/H₂ PLASMA, POSITION:L=7.3CM,R=0CM



figuur 3.7.7 Het effect van de stroom in de boog op de elektronendichtheid en temperatuur in een argon/waterstof plasma.

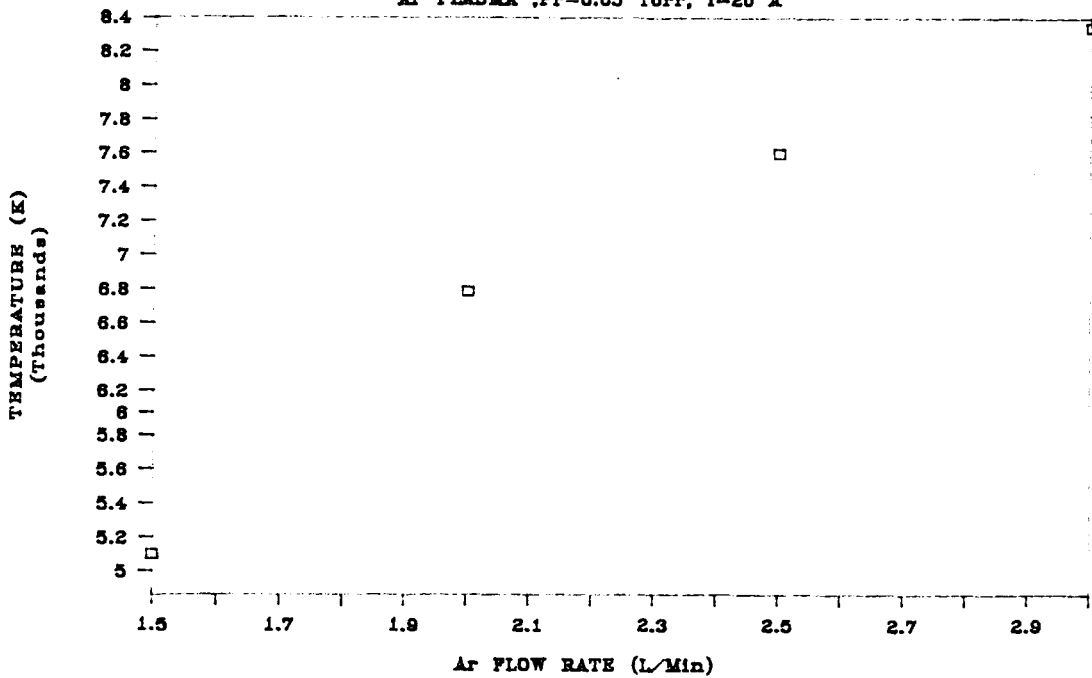
EFFECT OF THE GAS FLOW

Ar PLASMA, $P_r=0.05$ Torr, $I=20$ A



EFFECT OF THE GAS FLOW

Ar PLASMA, $P_r=0.05$ Torr, $I=20$ A



figuur 3.7.8 Het effect van de gasstroom door de boog op de elektronendichtheid en temperatuur in een argonplasma.

HOOFDSTUK 4 EEN MODEL VOOR HET PLASMA

4.1 Het plasma in de boog

In dit hoofdstuk zal een model, van het plasma in de boog, gepresenteerd worden dat in staat is om de resultaten van een aantal experimenten te verklaren. We zullen ons concentreren op de experimenten met argon en mengsels van argon en waterstof. In het verleden is reeds een model gemaakt voor het plasma in de kaskadeboog. De resultaten hiervan staan vermeld in het proefschrift van Gerrit Kroesen[8]. We zullen een aantal van deze resultaten gebruiken.

Als eerste zullen we bekijken wat er met een gas in thermies evenwicht (argon of waterstof) gebeurt als dit verhit wordt tot een temperatuur van ongeveer 13000 K. Bij deze temperatuur zijn alle molekulen of komplexe-ionen gedissocieerd. Er zal dus alleen atomair waterstof aanwezig zijn.

Met behulp van de Boltzmannverdeling kunnen we uitrekenen hoeveel atomen zich in een aangeslagen toestand bevinden.

De Boltzmannverdeling ziet er als volgt uit:

$$n(p)/n(1) = g(p)/g(1)\exp(-E_{p1}/kT) \quad 4.1$$

Waarin $n(p)/n(1)$ de verhouding tussen de aangeslagentoestand (p) en de grondtoestand voorsteld. Als we voor waterstof deze verhouding uitrekenen voor de energieniveaus van 10, 12 en 12.7 eV dan bedragen deze resp. $1.3 \cdot 10^{-4}$, $2.2 \cdot 10^{-5}$, en $1.3 \cdot 10^{-5}$. Hieruit blijkt dus dat het leeuwendeel van de waterstofatomen zich in de grondtoestand bevindt. Eenzelfde beeld zien we bij argon.

Met behulp van de Saha-vergelijking is het mogelijk om de ionendichtheid in het plasma te berekenen. De Saha-vergelijking ziet er als volgt uit:

$$[(n_i/g_i)*(n_e/g_e)]/[n(1)/g(1)] = (2\pi m_e kT/h^2)^{1.5} \exp(-E_i/kT) \quad 4.2$$

Als we voor waterstof alle konstanten invullen (T=13000K) dan vinden we :

$$n_i^2/n_1 = (g_i * g_e / g_1) * 1.93 \cdot 10^{22}$$

Aangezien n_1 in ons geval ongeveer $2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ is, betekent dit dat een aanzienlijk deel van van de atomen geïoniseerd is, zie tabel 4.4.

Bij het voorgaande wordt ervan uitgegaan dat het plasma in thermodynamisch evenwicht verkeerd. Dit is bij het plasma in de kaskadeboog uiteraard niet het geval. We zullen dan ook een andere weg bewandelen. Aan het einde van deze paragraaf zullen we een vergelijking maken tussen deze twee methoden.

4.1.1 Ionisaties door elektron-atoom botsingen

We zullen proberen te berekenen hoeveel ionisaties zich in het gas voordoen gedurende de tijd dat het gas door de boog stroomt. Hiermee kunnen we de ionendichtheid bij de uitstroomopening van de kaskadeboog berekenen.

Hierbij worden de volgende aannamen gemaakt:

*de elektronentemperatuur in de boog is in het gehele kanaal konstant (volgens het model van Gerrit Kroesen[8] is de ionen- en elektronentemperatuur, bij een gasstroom van 2.5 l/min vrijwel gelijk en in de gehele boog min of meer konstant),

*het gas gedraagt zich als een ideaal gas, de elektronendruk wordt verwaarloosd, hetgeen bij lage ionisatiegraad geoorloofd is,

*de elektronensnelheidsverdeling is Maxwells.

Verder nemen we als standaardcondities:

*de boog heeft een doorsnede (d) van 3 mm en is 10 cm lang,

*de elektrische stroom door de boog (I) bedraagt 75 A,

*het spanningsverschil over de boog (U_b) bedraagt 100 V,

*de driftsnelheid van elektronen in de boog (V_{drf}) is 3 Km/s[9],

(onder de driftsnelheid wordt de snelheid verstaan die geladen deeltjes krijgen t.g.v. het elektrische veld in de boog, de snelheid van een geladen deeltje t.o.v. het laboratorium is dus de driftsnelheid plus de gasstroomsnelheid),

*de gasstroom in de boog (F) bedraagt 2.5 l/min (bij $T_0 = 273$ K, $P_0 = 1$ Bar),

*er is een drukgradient in het boogkanaal, de druk bij de gasinlaat is 0.5 Bar en aan de anodezijde 0.2 Bar, tussen deze twee punten daalt de druk lineair.

We zullen het gehele model voor drie temperaturen doorrekenen te weten 11000 K, 13000 K en 15000 K.

Verder zullen we de situaties bekijken waarbij het gas uit alleen argon bestaat en de situatie waarbij het gas voor 90% uit argon en voor 10% uit waterstof bestaat.

4.1.2 Berekening voor puur argon

In het eerste geval (puur argon) bedraagt de gastoevoer:

$F(T_0, P_0) = 2.5$ l/min = $4.17 \cdot 10^{-5}$ m³/s . Met de algemene gaswet kunnen we berekenen hoe dit volume van de druk en temperatuur afhangt:

$$F(T, P) = (P_0 * F(T_0, P_0) / T_0) * T / P = 1.53 \cdot 10^{-7} T / P$$

Het verband tussen P en x (x is de afstand in de boog gemeten vanaf de kathode, in meters) wordt gegeven door:

$$P(x) = -3x + 0.5.$$

Hiermee kunnen we de gasstroomsnelheid (V (in m/s)) in de boog berekenen:

$$\begin{aligned} V &= F(T,P)/d = F(T,P)/7.07 \cdot 10^{-6} = \\ &= 2.16 \cdot 10^{-2} T/(-3x + 0.5) \end{aligned} \quad 4.3$$

($7.07 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ is de doorsnede van de boog).

Nu we de gasstroomsnelheid weten kunnen we de deeltjesdichtheid in de boog berekenen. De gasstroom ($F(T_0, P_0)$) komt overeen met $F(T_0, P_0)/V_m$ mol/sec (V_m : molair volume), hetgeen weer overeenkomt met $F(T_0, P_0) \cdot N_a/V_m$ atomen (molekulen, ionen) per seconde. De deeltjesdichtheid (van neutrale atomen en ionen samen) wordt hierdoor:

$$n_{\text{ar, ar}^+} = (F(T_0, P_0) \cdot N_a/V_m)/F(T, P) = 7.32 \cdot 10^{27} \cdot (-3x + 0.5)/T \quad 4.4$$

Om de elektronendichtheid te berekenen moeten we rekening houden met twee zaken. Een deel van de elektronen is geemitted door de kathode, een ander deel ontstaat ten gevolge van de ionisatie van argonatomen. Als er een elektrische stroom I door de boog loopt dan worden er per seconde I/e elektronen geëmitteerd. De elektronen worden door het elektrische veld naar de anode toe versneld, onder de gegeven condities zullen de elektronen hierdoor, bovenop de stroomsnelheid van het gas, een driftsnelheid krijgen van 3 km/s [9]. De driftsnelheid van ionen is verwaarloosbaar, zodat deze zich met dezelfde snelheid als het gas voortbewegen door de boog.

De dichtheid van de geëmitteerde elektronen wordt hierdoor

$$\begin{aligned} n_{e0} &= (I/e)/d(V_{\text{drf}} + V) = \\ &= 6.62 \cdot 10^{25}/[3 \cdot 10^3 + 2.16 \cdot 10^{-2}(T/-3x+0.5)] \end{aligned} \quad 4.5$$

Het aantal ionisaties die in het plasma per volume-eenheid per tijdseenheid plaatsvinden wordt gegeven door:

$$dn_{\text{ar}^+}/dt = n_{\text{ar}} * n_e * \int (\sigma(v) * v) dv \quad 4.6$$

Het symbool v is hierin de thermiese elektronensnelheid.

Omdat we de stroomsnelheid en de dichtheden als funktie van de plaats hebben uitgedrukt, willen we de tijdsafgeleide in 4.6 graag veranderen in een afgeleide naar x . Dit kan gedaan worden met behulp van de formule:

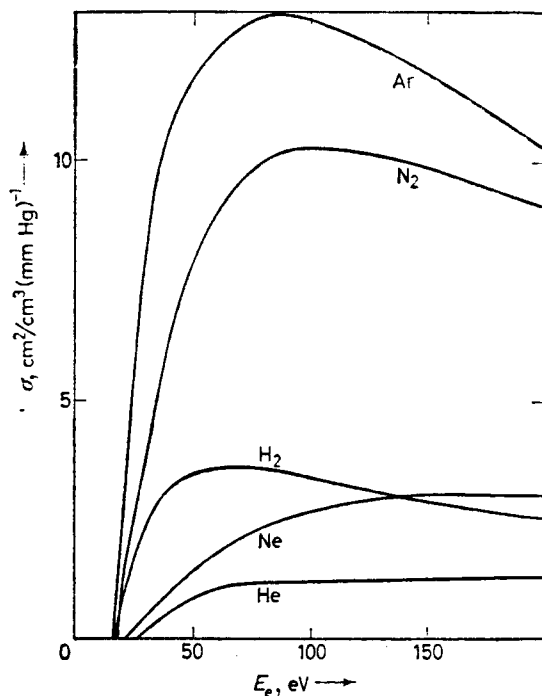
$$\int_0^t dt = \int_0^x dx/V$$

$V(x)$ is bekend dus we kunnen deze integraal uitrekenen. De uitkomst is:

$$t(x) = (-1.5x^2 + 0.5x)/(2.16 \cdot 10^{-2} * T)$$

ofwel:

$$dt/dx = (-3x + 0.5)/(2.16 \cdot 10^{-2} * T) \quad 4.7$$



figuur 4.1 De werkzame doorsnede voor ionisatie door elektronen voor verschillende gassen.

formule 4.6 wordt na substitutie:

$$dn_{ar+}/dx = (dt/dx) * n_{ar} * n_e * f(\sigma(v) * v) dv \quad 4.8$$

De waarde van σ hangt af van de (thermiese) elektronensnelheid. In figuur 4.1 is het verloop van de werkwamedoorsnede als functie van de elektronenenergie gegeven[10]. Hieruit is af te lezen dat de werkzame doorsnede tussen de ionisatieenergie en 40 eV min of meer lineair is. Aangezien in de boog nauwelijks elektronen voorkomen met een energie van meer dan 40 eV, nemen we $\sigma(v)$ als zijnde lineair vanaf de ionisatie energie tot de grens van 40 eV. De bijdrage van elektronen met een energie van meer dan 40 eV verwaarlozen we. Uit figuur 4.1 volgt dan voor $\sigma(v)$:

$$\sigma_{ar}(v) = 2.15 \cdot 10^{-26} * v - 5.42 \cdot 10^{-20} \quad 2.53 \cdot 10^6 < v < 4 \cdot 10^6 \quad 4.9$$

$$\sigma_h(v) = 4.5 \cdot 10^{-25} * v - 1.05 \cdot 10^{-19} \quad 2.35 \cdot 10^6 < v < 4 \cdot 10^6 \quad 4.10$$

σ in m^2 en v in m/s

Vergelijking 4.8 kunnen we verder omvormen tot:

$$dn_{ar+}/dx = (dt/dx) * [n_{ar+,ar} - n_{ar+}] * [n_{e0} + n_{ar+} * (V/(V_{drf} + V))] * f(\sigma(v) * v) dv \quad 4.11$$

De faktor $V/V_{drf} + V$ is het gevolg van het feit dat de elektronen een grotere snelheid dan het gas en de ionen in de boog hebben.

De faktor $[n_{e0} + n_{ar+} * (V/(V_{drf} + V))] * f(\sigma(v) * v) dv$ kan verder uitgewerkt worden tot:

$$[n_{e0} + n_{ar+} * (V_{str}/(3 \cdot 10^3 + V_{str}))] * \sum_{v=v_i}^{\infty} f(v) * \Delta v * \sigma(v) * v \quad 4.12$$

Waarin $f(v)$ de genormeerde maxwellverdeling voorstelt:

$$f(v) = av^2 \exp(-v^2/b^2) \quad \text{met } a = 4/(\sqrt{\pi} * b^3) \text{ en } b^2 = m_e/2kT$$

De faktor $N = \sum_{v=v_i}^{\infty} f(v) * \Delta v * \sigma(v) * v$ is numeriek berekend, de gevonden waarden zijn in tabel 4.1 te vinden.

TEMPERATUUR(K)	N_{ar}	N_h
11000	$8.30 \cdot 10^{-23}$	$2.92 \cdot 10^{-21}$
13000	$1.76 \cdot 10^{-21}$	$4.01 \cdot 10^{-20}$
15000	$1.68 \cdot 10^{-20}$	$2.77 \cdot 10^{-19}$

tabel 4.1 De waarden van N voor argon en waterstof bij verschillende temperaturen.

Vergelijking 4.11 kan nu geschreven worden als:

$$dn_{ar+}/dx = (dt/dx) * N * [n_{ar+,ar} * n_{e0} + n_{ar+,ar} * n_{ar+} *$$

$$(V/(V_{drf} + V)) - n_{e0} * n_{ar+} - n_{ar+} * n_{ar+} *$$

$$(V/(V_{drf} + V))] \quad 4.13$$

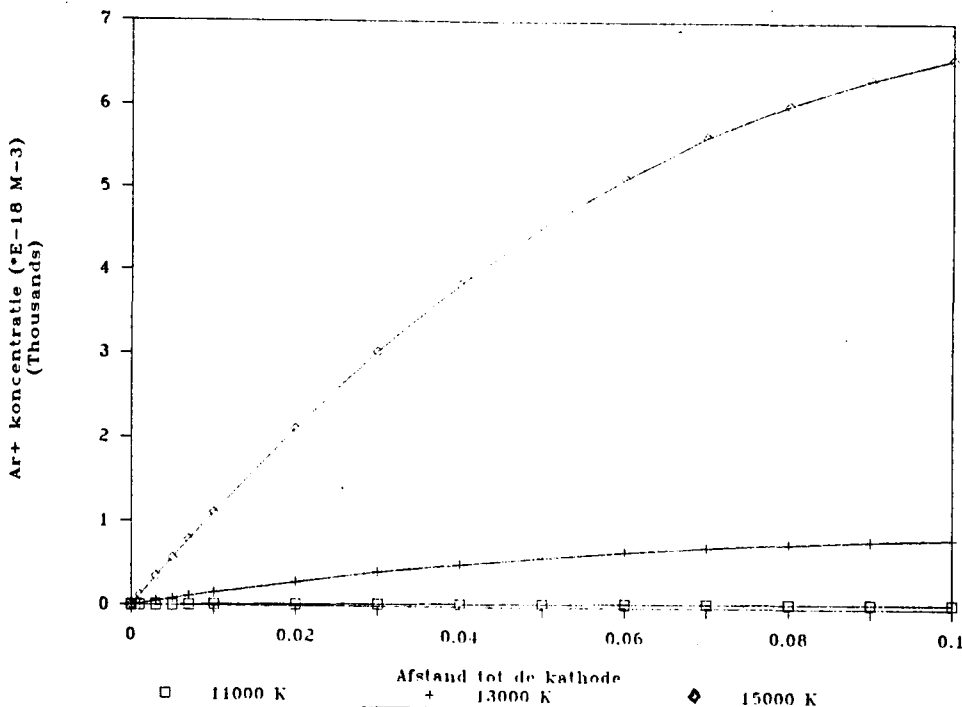
In vergelijking 4.13 kunnen voor dt/dx , $n_{ar+,ar}$ en n_{e0} de vergelijkingen 4.7, 4.4 en 4.5 gesubstitueerd worden. Er blijft dan een differentiaalvergelijking over die van n_{ar+} en x afhangt. Deze vergelijking is numeriek opgelost. De procedure die hierbij gevolgd is komt hierop neer: we nemen aan dat bij $x = 0$ n_{ar+} ook 0 is. dn_{ar+}/dx kan vervolgens berekend worden. Vervolgens wordt x

met Δx vergroot. $n_{\text{ar}^+}(\Delta x)$ kan dan benaderd worden door:

$n_{\text{ar}^+} = \Delta x \cdot (dn_{\text{ar}^+}/dx)$. Op deze wijze kan het verloop van de functie $n_{\text{ar}^+}(x)$ nagegaan worden.

In figuur 4.1 zijn de resultaten van deze berekening te zien voor een zuiver argonplasma. Hierin is duidelijk te zien dat de temperatuur een grote invloed op de ionenconcentratie in de boog heeft. De concentratie bedraagt respectievelijk $5.5 \cdot 10^{19}$, $8.3 \cdot 10^{20}$ en $6.6 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$, bij 11000, 13000 en 15000 K.

De argonionen concentratie in de boog



figuur 4.2 Het verloop van de ionenconcentratie in de een zuiver argon plasma als functie van de afstand tot de kathode.

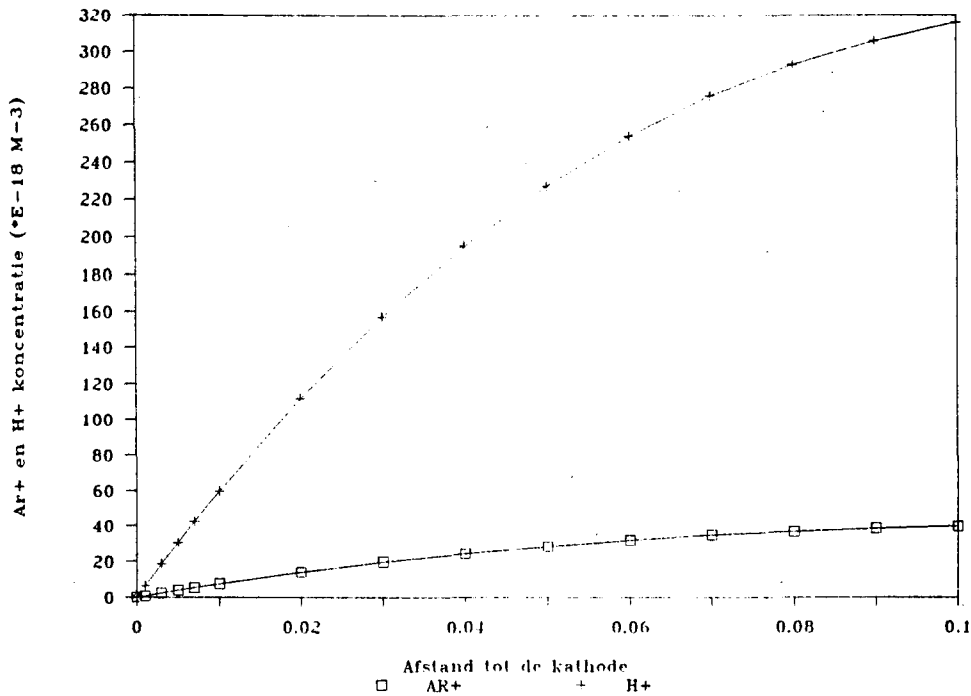
4.1.3 Berekening voor een argon waterstof mengsel

Als het plasma naast argon ook waterstof bevat kan de berekening precies hetzelfde uitgevoerd worden. We doen dan alsof argon en waterstof volkomen onafhankelijk van elkaar in de boog zijn. Als de totale gasstroom in de boog 2.5 l/min bedraagt, dan is in dit voorbeeld de argongasstroom 2.25 l/min en de waterstofgasstroom

0.50 l/min (vanwege de dissociatie van H_2). De resultaten van deze berekeningen staan in de grafieken 4.2 t/m 4.4. We zien dat waterstofionen in het plasma in de meerderheid zijn.

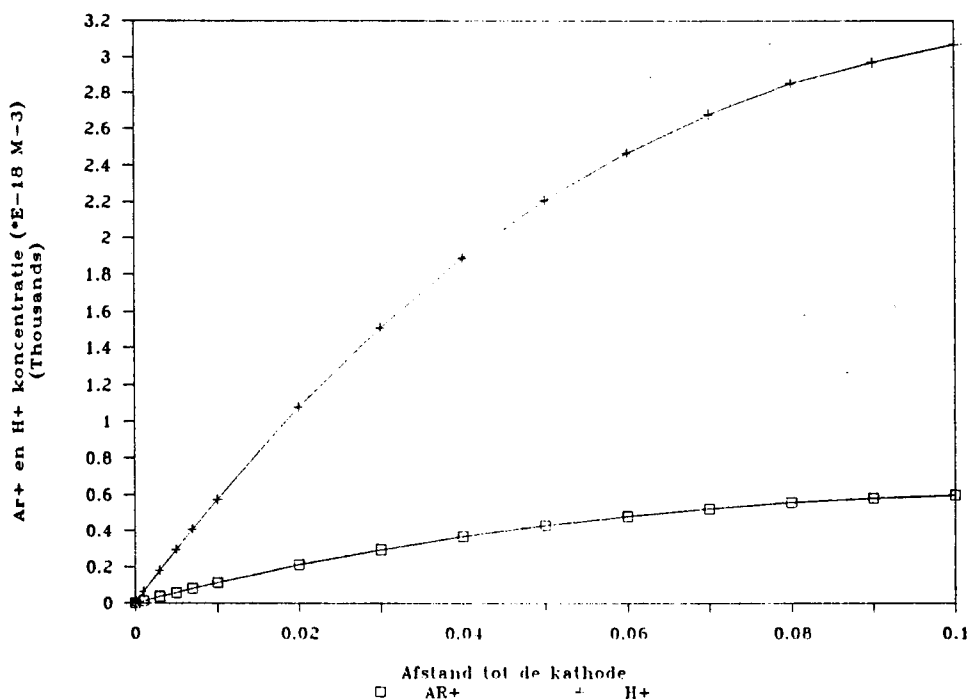
Als we de meetresultaten van de argon waterstof mengsels bekijken, dan vallen hierbij twee zaken op. Ten eerste blijkt uit figuur 3.6.1 en figuur 3.6.2 dat toevoeging van waterstof aan het plasma de ionenflux doet afnemen. Volgens het model dat voorheen gepresenteerd werd zou dit veroorzaakt kunnen worden doordat de temperatuur in de boog daalt. Ten tweede werd waargenomen dat in een gemengd plasma de argonionen-koncentratie veel lager is dan de waterstofionenkoncentratie (zie fig 3.6.4) ook dit kan verklaard worden met het hier gemaakte model (zie figuren 4.3 t/m 4.5).

De verhouding Ar^+ / H^+ bij 11000 K



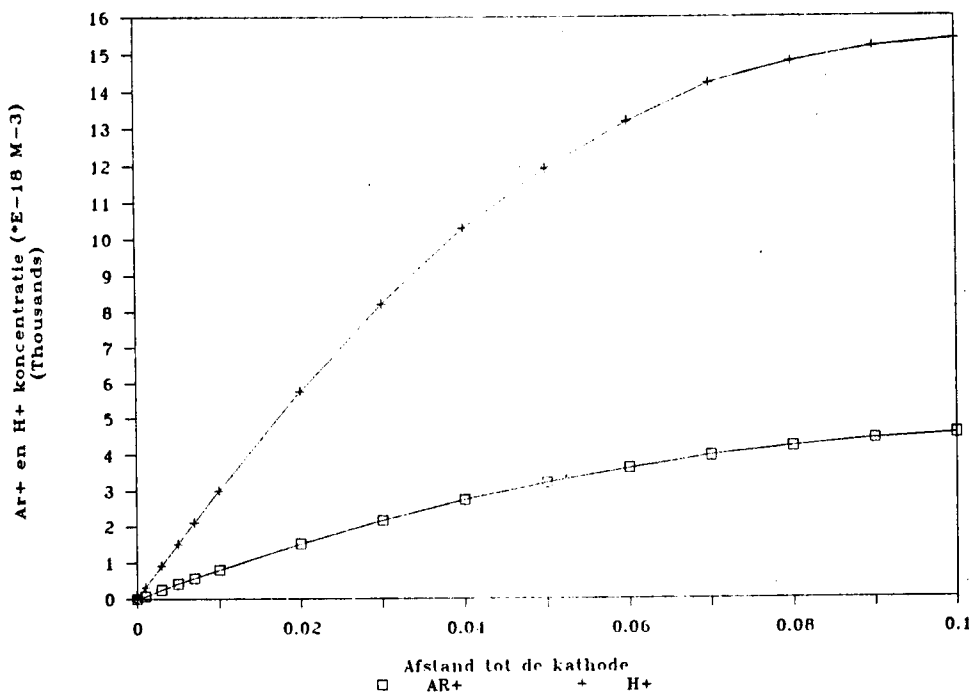
figuur 4.3 Het verloop van de ionenconcentratie in de een Ar/H plasma als functie van de afstand tot de kathode. Bij 11000 K

De verhouding Ar+ H+ bij 13000 K



figuur 4.4 Het verloop van de ionenconcentratie in de een Ar/H plasma als functie van de afstand tot de kathode. Bij 13000 K

De verhouding Ar+ H+ bij 15000 K



figuur 4.5 Het verloop van de ionenconcentratie in de een Ar/H plasma als functie van de afstand tot de kathode. Bij 15000 K

4.1.4 Diskussie van het model

In de boog zullen nog twee andere verschijnselen een rol spelen die niet in het model zijn opgenomen. Er zal ladingsomruil en rekombinatie van elektronen en ionen en plaatsvinden. Het tweede proces zal tot gevolg hebben dat de ionendichtheid in de boog lager zal zijn, maar de verhouding Ar^+/H^+ zal, mits de rekombinatiecoëfficiënten niet te veel verschillen, gelijk blijven. Door ladingsomruil zullen vooral Ar^+ ionen verloren gaan dit omdat de reactie $Ar^+ + H \rightarrow Ar + H^+$ exogeen is, vanwege de kleinere ionisatieenergie van waterstof. Over blijft nog de vraag waarom het plasma kouder wordt als er waterstof aan toegevoegd wordt. Ook hiervoor is een verklaring te vinden als we de energie uitrekenen die nodig is om het plasma te genereren. Hierbij spelen drie zaken een rol te weten, de warmte die nodig is om het gas te verwarmen, die energie die nodig is om ionen te vormen en, in het geval van waterstof, de dissociatieenergie. De warmte die nodig is om het gas tot resp. 11000, 13000 en 15000 K te verhitten kan berekend worden door eerst het gas adiabaties te laten expanderen van 0.5 Bar tot 0.2 Bar. En vervolgens isobaar te verhitten tot de drie temperaturen. De energie die nodig is om de ionen te vormen volgt uit de ionendichtheid aan het eind van de boog en de ionisatieenergie. De energie nodig voor dissociatie van de waterstofmolekulen kan berekend worden uit de gasstroom en de dissociatieenergie per molekuul (4.5 eV). Deze waarden zijn in tabel 4.2 gegeven.

Temp.	100% argon			90% argon 10% waterstof					
	verh.	ion.	tot.	verh.		ion.		diss.	tot
				H	Ar	H	Ar		
11000	177	1.2	178	57	159	6.4	0.94	81	304
13000	210	21	231	68	189	73	17	81	347
15000	242	191	433	79	218	422	145	81	945

tabel 4.2 De energiekonsumptie door het plasma in J/s. verh. : verhitting, ion. : ionisatie, diss : dissociatie H_2 .

In tabel 4.2 kunnen we zien dat de energiekonsumptie in een Ar/H_2 plasma veel groter is dan in een Ar plasma bij gelijke temperatuur. Hierdoor zal de boog zich op een lagere temperatuur instellen als er waterstof aan de boog wordt toegevoegd. Tot slot bekijken we nog de ionisatiegraad van de twee componenten in het systeem. Deze zijn gegeven in tabel 4.3.

Temperatuur	a_h	a_{ar}
11000	1.31	0.04
13000	15	0.62
15000	87	5.5

tabel 4.3 De ionisatiegraad van waterstof (a_h) en argon (a_{ar}) in procenten, volgens het model.

In deze tabel is duidelijk te zien dat de ionisatiegraad van waterstof aanzienlijk groter is dan de ionisatiegraad van argon.

In tabel 4.2 kunnen we zien dat de energiekonsumptie in een Ar/H₂ plasma veel groter is dan in een Ar plasma bij gelijke temperatuur. Hierdoor zal de boog zich op een lagere temperatuur instellen als er waterstof aan de boog wordt toegevoegd. Tot slot bekijken we nog de ionisatiegraad van de twee componenten in het systeem. Deze zijn gegeven in tabel 4.3.

Temperatuur	a_h	a_{ar}
11000	1.31	0.04
13000	15	0.62
15000	87	5.5

tabel 4.3 De ionisatiegraad van waterstof (a_h) en argon (a_{ar}) in procenten.

In deze tabel is duidelijk te zien dat de ionisatiegraad van waterstof aanzienlijk groter is dan de ionisatiegraad van argon. We willen deze waarden vergelijken met de waarden die we zouden krijgen als we de saha-vergelijking (4.2) oplossen. De uitkomsten staan in tabel 4.4 hierbij zijn de g factoren van : Ar = 1, Ar⁺ = 6, H = 2 en H⁺ = 1. Hieruit is op te maken dat bij waterstof bij hoge temperatuur goed aan deze vergelijking voldaan is. Bij argon treden echter grote verschillen op.

Temperatuur	a_h	a_{ar}
11000	22	13
13000	60	45
15000	88	81

tabel 4.4 De ionisatiegraad van waterstof (a_h) en argon (a_{ar}) in procenten, zoals die volgens de saha-vergelijking zouden zijn.

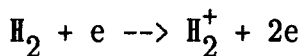
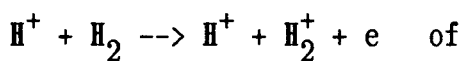
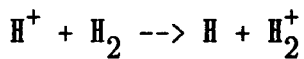
We willen deze waarden vergelijken met de waarden die we zouden krijgen als we de Saha-vergelijking (4.2) oplossen. De uitkomsten staan in tabel 4.4 hierbij zijn de g factoren van :
 $\text{Ar} = 1$, $\text{Ar}^+ = 6$, $\text{H} = 2$ en $\text{H}^+ = 1$. Hieruit is op te maken dat bij waterstof bij hoge temperatuur goed aan deze vergelijking voldaan is. Bij argon treden echter grote verschillen op.

Temperatuur	a_{h}	a_{ar}
11000	22	13
13000	60	45
15000	88	81

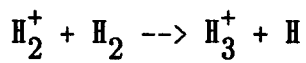
tabel 4.4 De ionisatiegraad van waterstof (a_{h}) en argon (a_{ar}) in procenten, zoals die volgens de Saha-vergelijking zouden zijn.

4.2 Het plasma in de expansieruimte

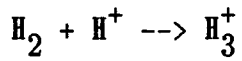
Nadat het plasma uit de boog is gestroomd en in de expansieruimte is gekomen zal het snel afkoelen. Dit zal tot gevolg hebben dat ionen gaan rekombineren en dat het tevens mogelijk is dat er molekulen ontstaan. Zoals in de spektra van figuur 3.6.5 te zien is ontstaat er H_2^+ en H_3^+ . H_2^+ kan volgens de volgende reacties gevormd worden:



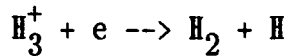
Uit andere onderzoeken[6] blijkt dat H_2^+ in aanwezigheid van molekulair waterstof zeer snel verloren gaat volgens de reactie:



H_3^+ wordt gevormd in de voorgenoemde reactie en in de reactie:



H_3^+ gaat verloren door de reactie:



Als we de elektronentemperaturen van de figuren 3.7.2 en 3.7.4 vergelijken zien we dat, bij gelijk vermogen, de elektronentemperatuur in een Ar/H plasma een faktor 4 lager is dan in een Ar plasma. Dit duidt er ook op dat de temperatuur in de boog daalt door toevoeging van waterstof.

HOOFDSTUK 5 KONKLUSIE

Voor dit onderzoek is een opstelling gebouwd die het mogelijk moest maken om het plasma dat uit een kaskadeboog stroomt te bestuderen. De opstelling die gemaakt is blijkt aan deze doelstelling te voldoen. Met de quadrupool massaspektrometer is het mogelijk de verschillende ionen in het plasma te onderscheiden. De opstelling biedt voldoende mogelijkheden om op een eenvoudige wijze veranderingen aan te brengen, en de beveiliging funktioneert (tot nu toe) goed. Het geheel is op een overzichtelijke wijze opgesteld zodat de bediening eenvoudig is. Nadelen aan de opstelling zijn dat bepaalde componenten o.a. de buffer moeilijk te bereiken zijn en dat het verplaatsen van de kaskadeboog nogal wat inzet vergt.

De gebruikte detektie methode (een channeltron) heeft als voordeel dat prakties elk ion dat de channeltron bereikt gedetekteerd wordt maar een nadeel is dat in een serie metingen vaak verzadiging optreedt waardoor de meting onnauwkeurig wordt. Een ander nadeel is dat de gemeten ionenflux zeer sterk afhankelijk is van de asspanning en de asrichting van de massaspektrometer. Een nauwelijks waarneembare verandering hierin kan de gemeten flux met een faktor 100 veranderen.

Het doel van dit onderzoek was te bestuderen of een kaskadeboog geschikt is voor de produktie van H^+ ionen. Het antwoord op deze vraag is nog niet eenduidig te geven. Dit komt enerzijds doordat de voedingen van de opstelling niet krachtig genoeg waren om de boog op zuiver waterstof te laten branden en anderzijds doordat er niet voldoende tijd was om enkele veranderingen aan de opstelling aan te brengen die misschien tot het gewenste resultaat hadden geleid. De grafieken 3.6.1 en 3.6.2 laten zien dat in de gebruikte opstelling toevoeging van waterstof aan

een argonplasma leidt tot een afname in de ionenflux. En dat H^+ ionen in het plasma overheersen. Met het in hoofdstuk 4 ontwikkelde model is dit goed te verklaren door de lagere ionisatie energie van waterstof en door aan te nemen dat de temperatuur in de boog daalt.

Verontreinigingen blijken een zeer wezelijke rol in de processen in de kaskadeboog te kunnen vervullen, zie hiervoor bij de metingen met helium. Opvallend is dat bij de metingen met zuiver stikstof geen verontreinigingen waargenomen worden.

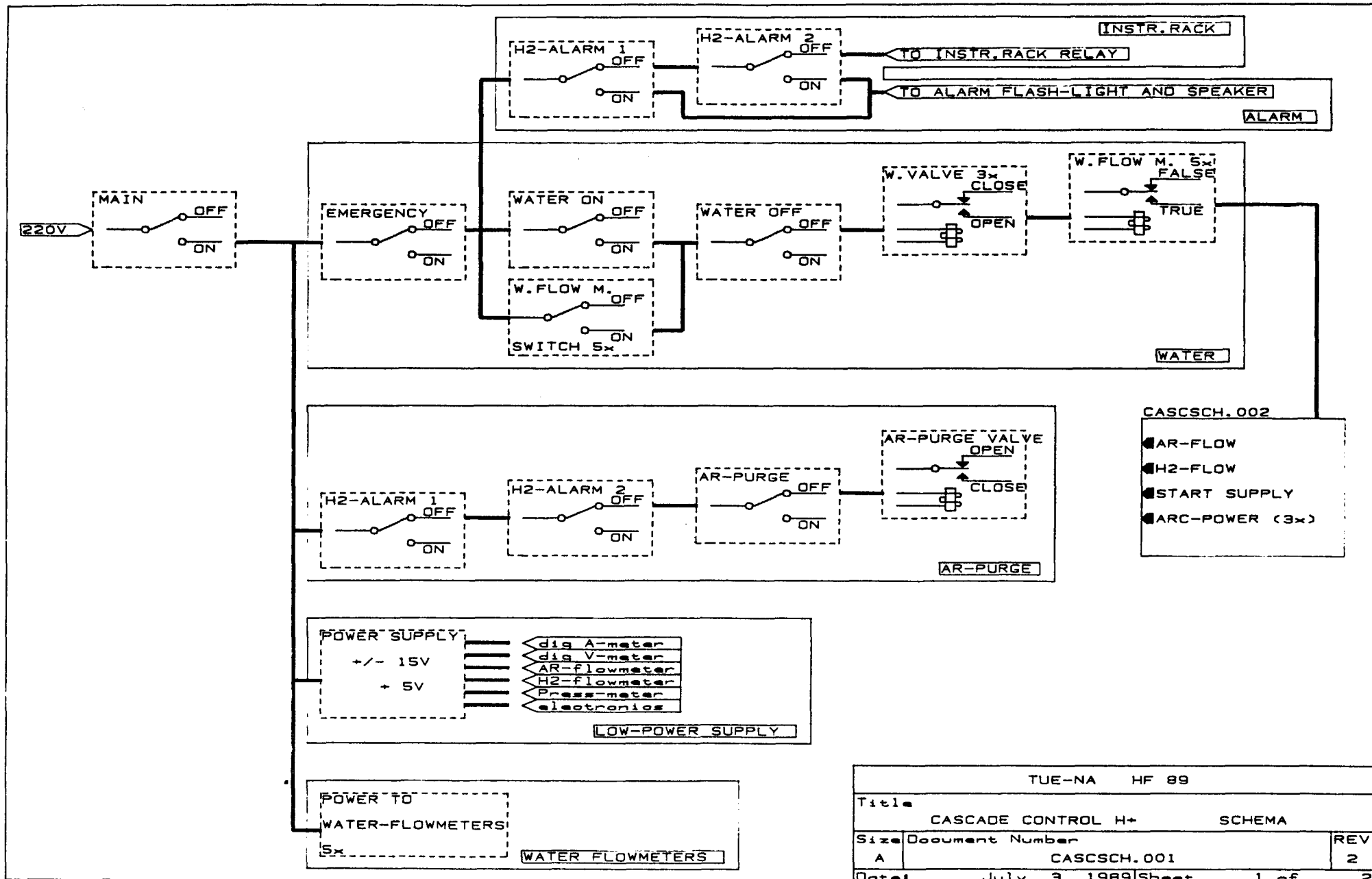
In figuur 3.2.2 is het effect van drukvariatie in het expansievat te zien. Hieruit blijkt dat bij hogere druk (1-2 Torr) er geen ionen meer waargenomen worden. Hiervoor zijn twee mogelijke verklaringen: door de concentrering van het plasma wordt de debijelengte zo klein dat het kwasineutrale plasma door de extraktor gaan en er dus geen signaal meer ontstaat. Een andere verklaring is dat bij de hogere druk er veel ionen verloren gaan door rekombinatie. De eerste verklaring wordt tegengesproken door de metingen met de probe (fig 3.7.2 t/m 3.7.4). De debijelengte is evenredig met $(T_e/n_e)^{0.5}$, de verhouding tussen T_e en n_e blijkt min of meer konstant te zijn, zodat bij hogere drukken er veel verlies door recombinatie moet optreden.

In de literatuur is weinig te vinden over processen die zich in een kaskadeboog afspelen daarom is het moeilijk om alle gevonden resultaten te verklaren. De aangehaalde onderzoeken [6],[7] hebben betrekking op metingen in ontladingsbuizen, hierin zijn de meetkondities echter geheel anders dan in een kaskadeboog.

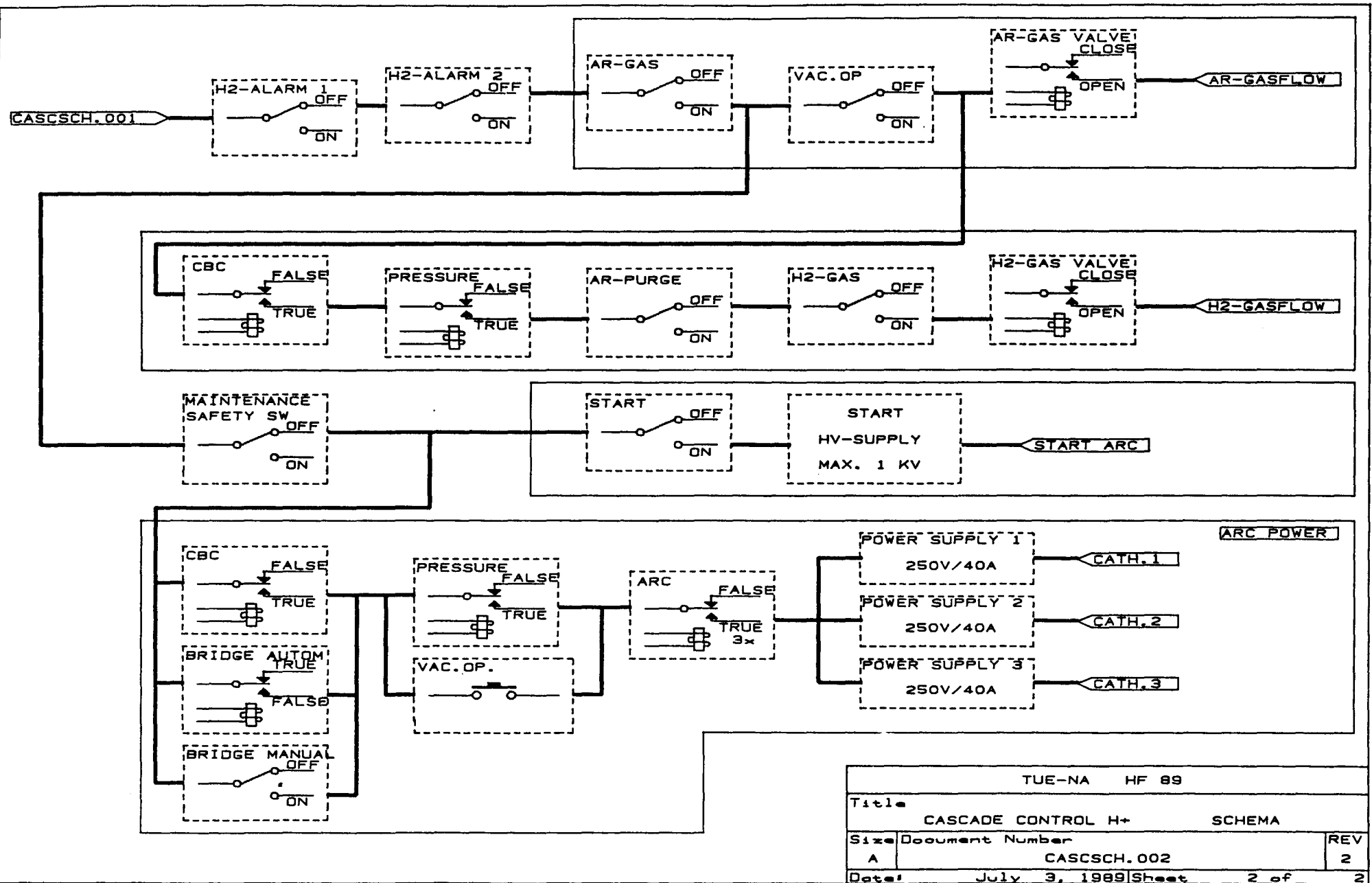
Voor het vervolg van het onderzoek zou het goed zijn om de temperatuur in de boog te meten, dit kan uitsluitsel geven over het feit of het verlies aan ionenflux veroorzaakt wordt door een temperatuurdaling in het plasma. Een mogelijke remedie hiertegen kan zijn om een kaskadeboog te gebruiken met een grotere diameter, en natuurlijk een krachtigere voeding.

LITERATUUR

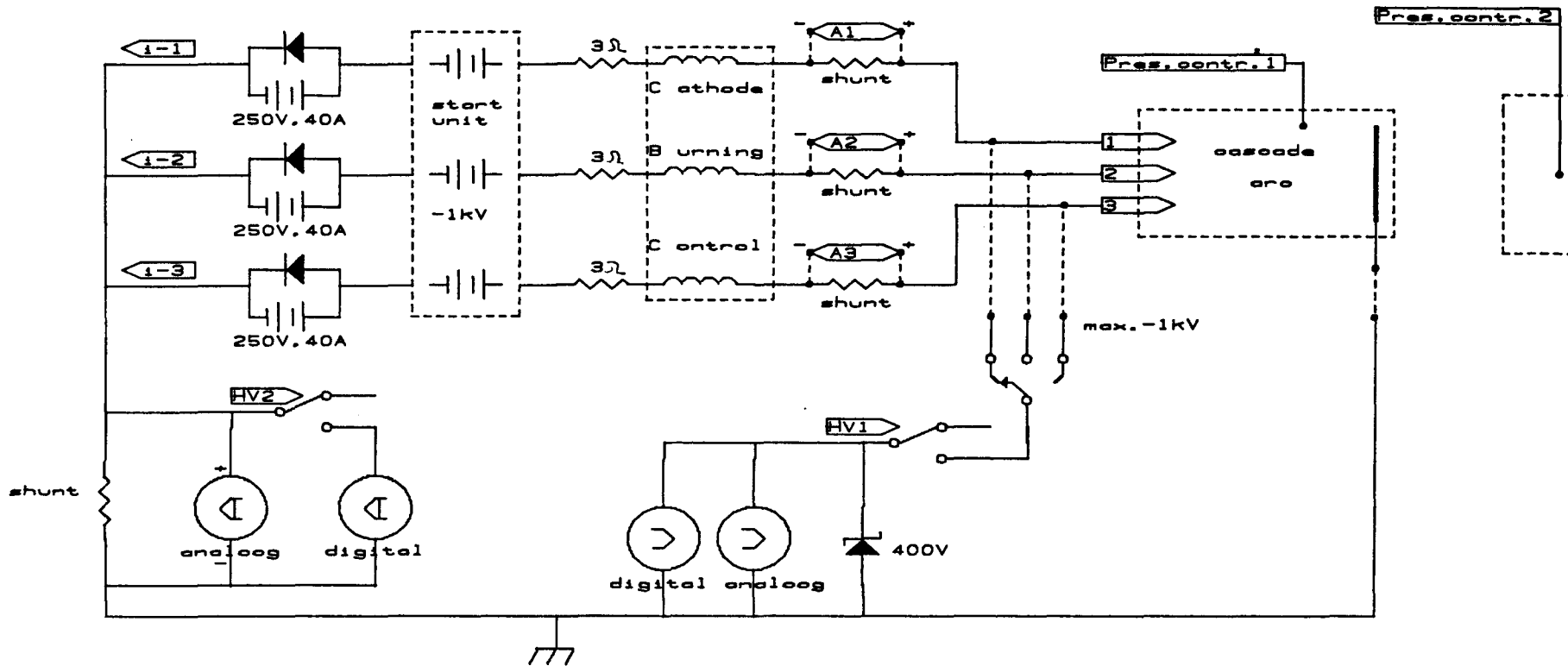
- [1] Zeitschrift der Naturforsch. 8a 448 (1953)
- [2] Zeitschrift der Physik Bd. 140 262(1955)
- [3] Zeitschrift der Physik Bd. 152 S. 143-182(1958)
- [4] Quadrupole mass spectrometry and its applications.
Elseviers scientific publishing company, Amsterdam-New
York, 1976
- [5] Electrical Probes for plasma diagnostics J.D.Swift
- [6] Bull Am. Phys Soc 9 189(1964)
- [7] Ion molecule reaktions in the gas phase
P.J.Ausloos pag 114
- [8] Plasma Deposition:
Investigations on a new approach
G.M.W.Kroesen VDF/NT88-20
- [9] The behaviour of slow elektrons in gases
R.H.Healy, W.Reed pag 87
- [10] The Physics of Atomic collisions pag 230
Hasted



TUE-NA HF 89			
Title		CASCADE CONTROL H+ SCHEMA	
Size	Document Number	REV	
A	CASCSCH.001	2	
Date	July 3, 1989	Sheet	1 of 2



TUE-NA HF 89		
Title		CASCADE CONTROL H+ SCHEMA
Size	Document Number	REV
A	CASCSCH.002	2
Date	July 3, 1989	Sheet 2 of 2



cascode.p2 block

- INSTR. RACK
- WATER
- AR-PURGE
- LOW-POWER SUPPLY
- WATER-FLOWMETER

cascode.p3 white

- AR-GASFLOW
- H2-GASFLOW

cascode.p4 red

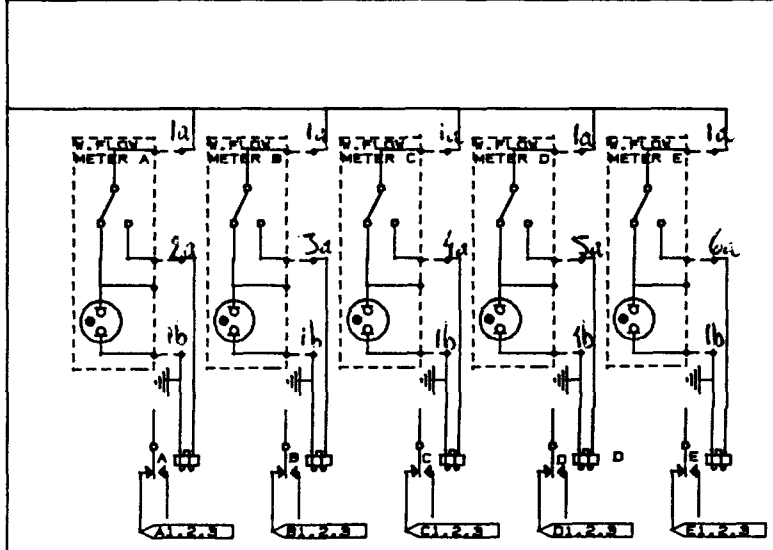
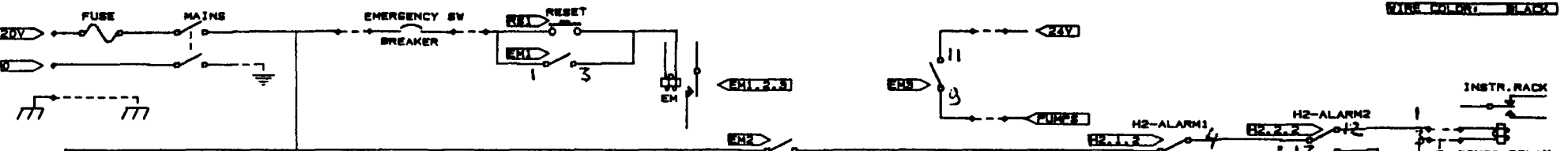
- START-ARC
- ARC-POWER

cascode.p5 gray

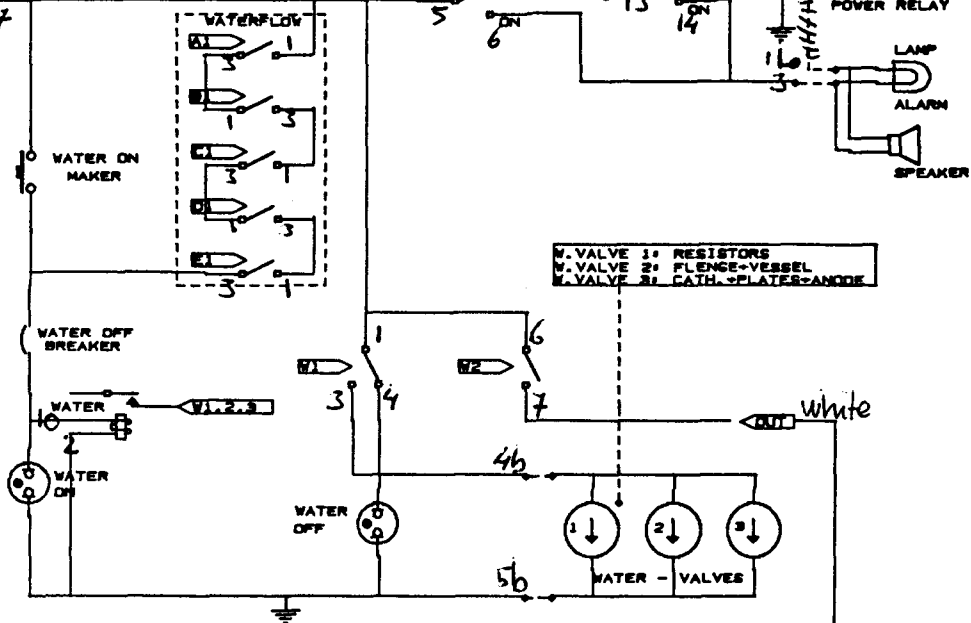
- C.B.C.
- OVERRULING OF CBC
- PRESSURE SAFETY

—●—●— = IN/OUTPUT CASCADE CONTROL UNIT

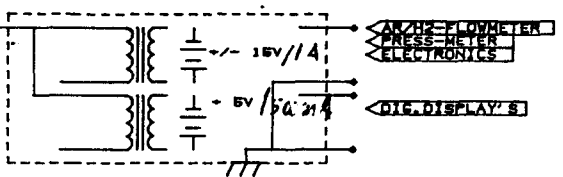
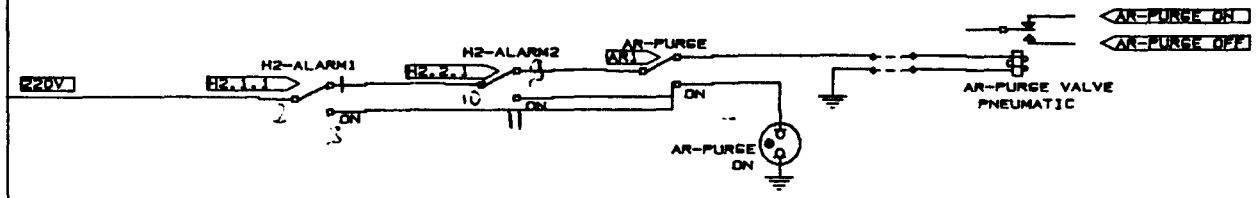
TUE-NA HF 89		
Title		
CASCADE CONTROL H+		
Size	Document Number	REV
A	CASCADE (CASCADE)	2
Date:	June 30, 1989	Sheet 1 of 5



V FLOW A: CATHODES
 V FLOW B: PLATES
 V FLOW C: ANODE
 V FLOW D: FLANGE-VESSEL
 V FLOW E: RESISTORS

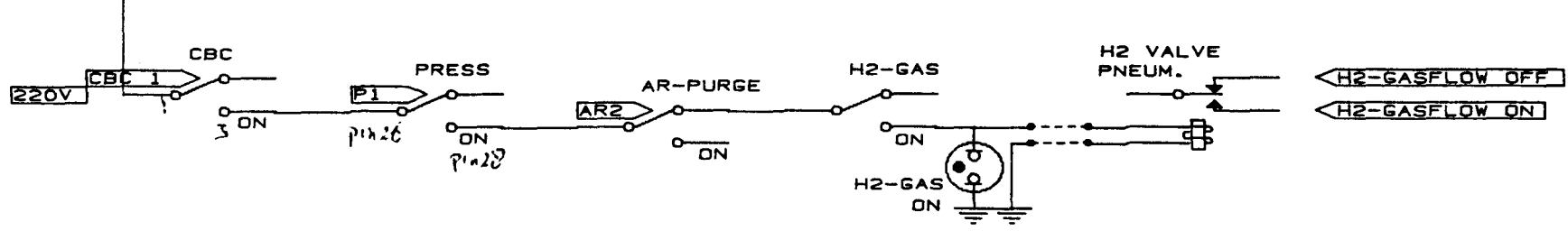
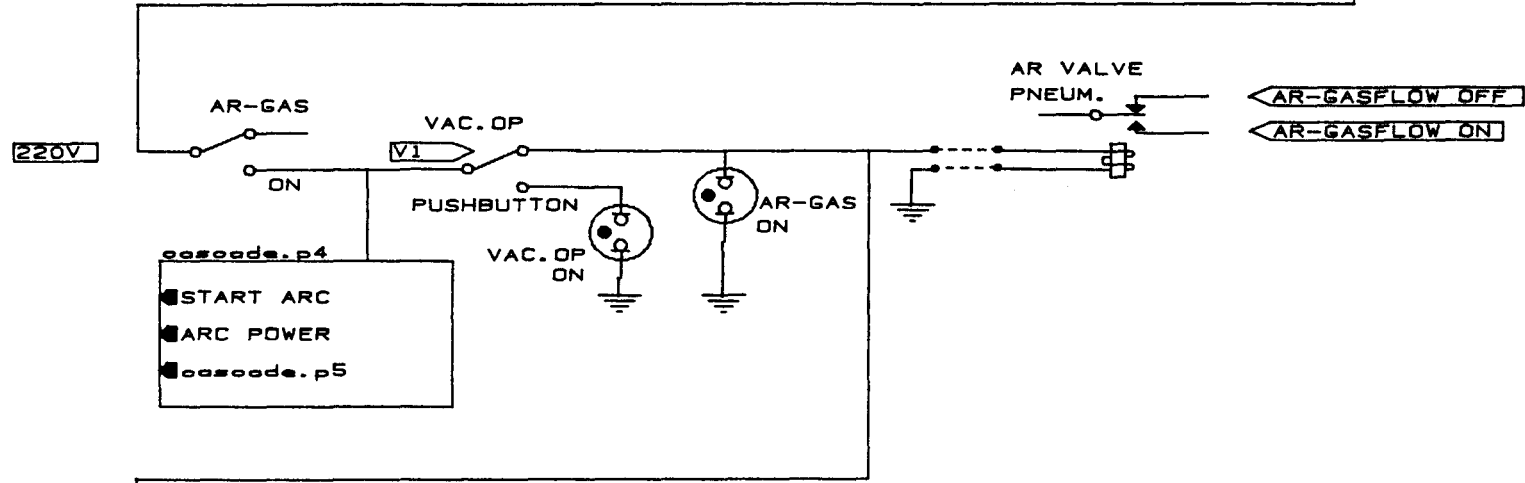
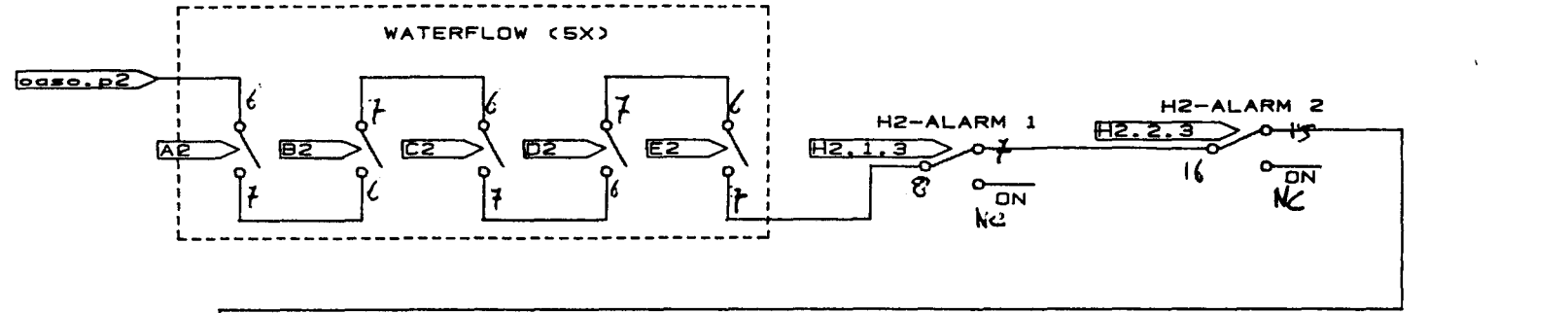


W. VALVE 1: RESISTORS
 W. VALVE 2: FLANGE-VESSEL
 W. VALVE 3: CATH.-PLATE-ANODE



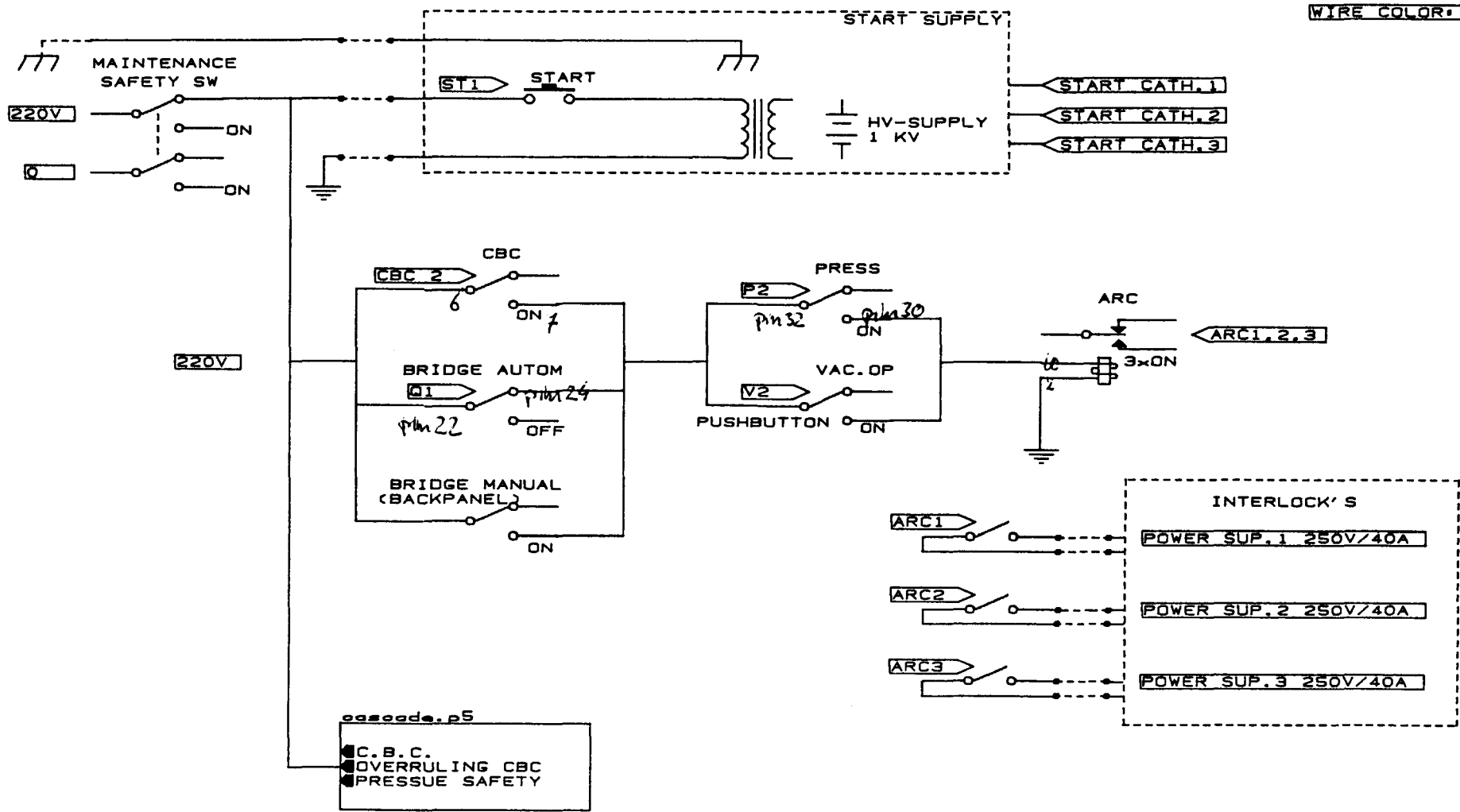
TUE-NA MF 88		
Title	CASCADE CONTROL H+	
Size	Document Number	REV
B	CASCADE.P2 (CASC.P2)	2
Date	June 30, 1988 Sheet 2 of 6	

WIRE COLOR: WHITE

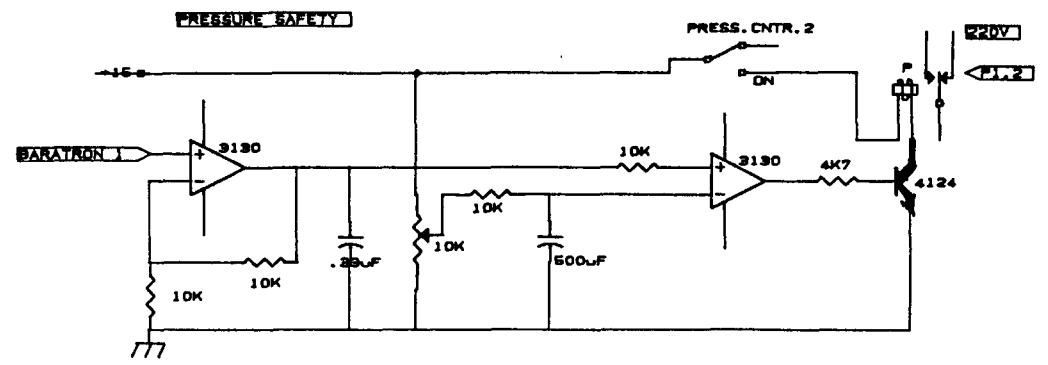
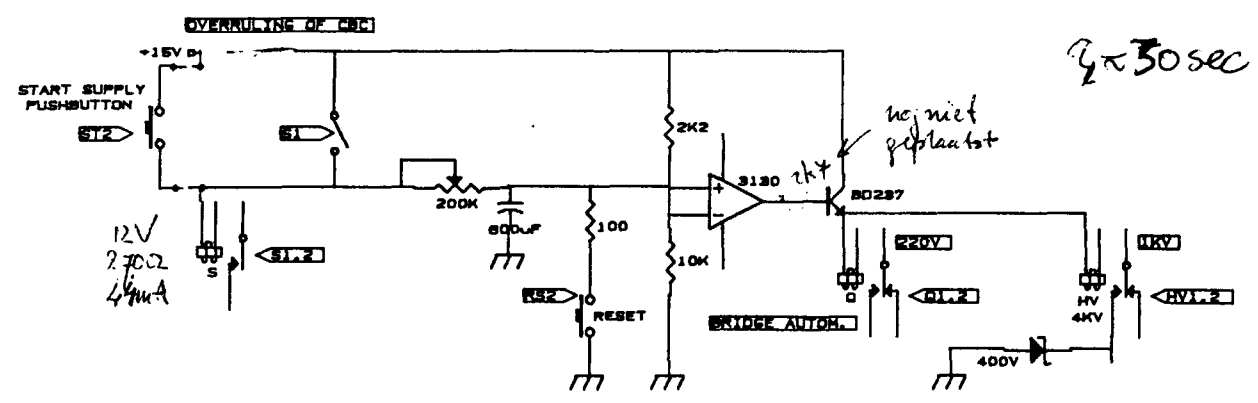
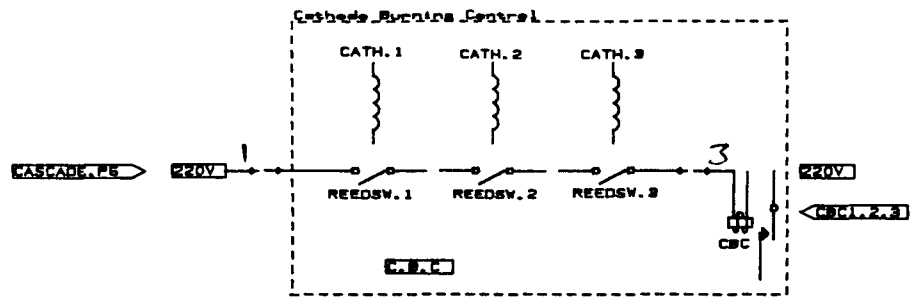


TUE-NA HF 89			
Title			
CASCADE-CONTROL			
Size	Document Number		REV
A	CASCADE.P3 (CASC.P3)		2
Date:	June 30, 1989	Sheet	3 of 5

WIRE COLOR: RED



TUE-NA HF 89		
Size	Document Number	REV
A	CASCADE.P4 (CASC.P4)	2
Date:	June 30, 1989	Sheet 4 of 5



TUE-NA HF 88		
Title CASCADE CONTROL H-		
Size	Document Number	REV
B	CASCADE.PS (CASC.PS)	2
Date:	June 30, 1988	Sheet 5 of 5