

**MASTER**

**Emissie spectroscopie aan expanderende argon-waterstof plasma's**

Paffen, R.M.J.

*Award date:*  
1996

[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

411686



Technische Universiteit  
Eindhoven

Faculteit der  
Technische Natuurkunde

Vakgroep Deeltjesfysica, groep Plasma- en Atoomfysica

---

Emissie Spectroscopie  
aan expanderende  
argon-waterstof plasma's

door

**Roger Paffen**

Oktober 1993

VDF/NT 93 – 19

Onder begeleiding van

**Joost van der Mullen en Ralph Meulenbroeks**

Ik was Weledelgestreng en blijf Weledelgestreng, mijn nieuwe titel heeft zelfs een letter minder en de werkgelegenheid op de arbeidsmarkt is in de afgelopen drie jaar veranderd van uitstekend tot abominabel.

Dit waren dacht ik niet de redenen waarom ik in die drie jaar de verkorte opleiding op de TU heb gevolgd. Maar puur uit hobby en interesse: dat moet het zijn geweest.

# Samenvatting

Dit verslag beschrijft het afstudeeronderzoek aan expanderende, recombinerende argon/waterstof cascadeboogplasma's. In dit onderzoek is de bezetting bepaald van aangeslagen nivo's in argon en waterstof door middel van absolute lijnintensiteitsmetingen.

Voor het uitvoeren van de metingen is efficiënte meetprogrammatuur ontwikkeld. De verrichte metingen hebben betrekking op verschillende waterstof fracties van het plasma en verschillende posities in het plasma. De metingen geven informatie over de waterstofkinetiek in argonplasma's.

De expansie van het plasma wordt gekenmerkt door een stationaire schok op 40 mm van de boog. Deze schok is duidelijk herkenbaar aan de dichtheidsprofielen van argon op 40 mm. Hogere waterstofconcentraties in het plasma doen de schokprofielen verzwakken.

Neemt de waterstof fractie toe dan neemt de bezetting in de argonnivo's af. In de bezetting van waterstof is er een maximum bij een moleculaire waterstof fractie van 3 % in het plasma.

# Inhoudsopgave

Samenvatting	1
Inhoudsopgave	1
<b>1 Inleiding</b>	<b>3</b>
1.1 Inleidende theorie . . . . .	4
1.2 Lijnen en verbreding . . . . .	7
<b>2 Cascadeboogopstelling</b>	<b>11</b>
<b>3 Lichtemissie Theorie</b>	<b>13</b>
3.1 Diagnostiek . . . . .	14
3.1.1 Automatisering . . . . .	15
3.2 Abelinversie en ijking . . . . .	15
3.3 Calibratie . . . . .	17
3.4 Nauwkeurigheden . . . . .	19
<b>4 Resultaten</b>	<b>21</b>
4.1 Dichtheden en dichtheidsprofielen . . . . .	21
4.2 Discussie . . . . .	24
4.3 Ionconcentratie verhouding . . . . .	27
4.4 Onderbezetting . . . . .	28
<b>5 Conclusies</b>	<b>31</b>
<b>A Dichtheidsprofielen van <math>H_\alpha</math> en <math>H_\beta</math></b>	<b>33</b>
<b>B Resultaten Dichtheden</b>	<b>36</b>
<b>C Resultaten Overbezetting</b>	<b>39</b>
<b>D Bandlamp Temperatuur</b>	<b>44</b>
D.1 Progammatekst NEWTRAD.PAS . . . . .	45
<b>E Installatie van de kaarten</b>	<b>47</b>
E.1 Input / Output kaart, PCL 720 . . . . .	47
E.2 Timer / Counter Card, PCL 830 . . . . .	48
E.3 stapmtr.pas . . . . .	49
E.4 twocntrs.pas . . . . .	51
<b>F Files voor dataverwerking</b>	<b>57</b>
Dankwoord	58
Referenties	59

# Hoofdstuk 1

## Inleiding

In de vakgroep Evenwichten en Transport in Plasma's van de Faculteit Natuurkunde van de Technische Universiteit Eindhoven wordt onderzoek verricht aan twee soorten thermische plasma's: Het Induction Coupled Plasma (ICP) en het Cascadeboogplasma.

Een ICP wordt gebruikt om elementen in gasen te analyseren bijvoorbeeld in de afvalverwerking [1], in verlichting (QL lampen) en ook de tandarts kan er gebruik van maken bij het schoonmaken van geboorde gaatjes of bij het voorkomen van gaatjes door scheurtjes in de kiezen dicht te smelten in de hoge plasmatemperatuur [2].

Cascadeboogplasma's worden in het onderzoek of techniek gebruikt als stabiele lichtbron voor spectroscopische technieken [3], of als depositiebron van koolstof of silicium voor het maken van coatings of zonnecellen [4], [5]. Ook kan het worden gebruikt als ionenbron;  $H^+$ ,  $H^-$  ionen of als bron voor atomair waterstof [6].

In deze plasma's wordt argon als dragergas gebruikt. Het is hiervoor geschikt omdat het een (inert) edelgas is en goedkoper in vergelijking met andere edelgassen. Onderzoek naar het gedrag van een puur argon cascadeboogplasma is beschreven door Van de Sanden [7]. Waterstof, koolstof of silicium kan als reactieve komponent worden toegevoegd om bijvoorbeeld te etsen of te deponeren. Worden deze elementen toegevoegd aan argon plasma's dan veranderen de fysische eigenschappen van de plasmadeeltjes [10], [11], [13]. Fundamenteel onderzoek is erop gericht inzicht te krijgen in deze plasmafysische- atomaireprocessen tussen de plasmadeeltjes: atomen, electronen, ionen en moleculen, [6], [7], [12].

In het verrichte afstudeeronderzoek, waarvan de verslaggeving voor u ligt, is bestudeerd in hoeverre argonplasma's veranderen onder toevoeging van verschillende concentraties waterstof. Voor dit onderzoek wordt gebruik gemaakt van thermische plasma's met hoge electronendichtheid. Het betreft recombinerende, expanderende  $Ar - H_2$  cascadeboogplasma's.

Er zijn verschillende interessante aspecten aan deze plasma's. Allereerst is er de supersone adiabatische expansie naar de lage druk in het vat. Op de plaats waar de deeltjessnelheid overgaat van supersoon naar subsoon, op 40 mm van de bron, ontstaat namelijk een stationaire schok [7]. Daar ontstaat in de sterke expansie door het verschil in beweeglijkheid ten gevolge van het verschil in massa tussen de electronen en ionen, een electrisch veld tussen de geladen deeltjes. Dit veld beïnvloedt het gedrag van de geladen deeltjes in de expansie en geeft aanleiding tot het ontstaan van een stroomdichtheid in het plasma.

Om de expanderende cascadeboogplasma's te karakteriseren zijn er verschillende diagnostieken voorhanden. Zo is er de Fabry-Pérot interferometrie om lijnverbreding en verschuiving

te meten en Thomson-Rayleigh verstrooiing om temperaturen en dichtheden van electronen en neutralen te bepalen. Absolute lijnintensiteitsmetingen geven informatie over bezettingsgraden van aangeslagen toestanden en inzicht in de waterstofkinetiek van het plasma. Dit verslag beschrijft in het kader van het afstudeeronderzoek absolute lijnintensiteitsmetingen aan genoemde plasma's.

De afstudeeropdracht was gesplitst in twee delen: eerst een praktisch deel van enkele maanden waarin de oude meetapparatuur en -programmatuur vervangen is door nieuwe apparatuur en eigen programmatuur. In het verleden zijn de lijnmetingen verricht met het 'Eurobus 68000' systeem waarin de interfacing tussen meetapparatuur en computer verloopt via scalers en presetscalers. Dit systeem is nu vervangen door een moderne PC-486 waarin de meetopstelling wordt aangestuurd met I/O-kaarten en Timer/Counter-kaarten. De meetmogelijkheden zijn hierdoor veel uitgebreider, sneller en flexibeler dan voorheen.

Het tweede deel was erop gericht om metingen te verrichten tot een moleculaire waterstof fractie van 10 volumepercent. Dit als aanvulling op de metingen van Van Beek [13]. In haar verslag staan metingen vermeld aan 0, 0.7 en 1.4% argon-waterstof plasma's. Het is zinvol om bij hogere percentages te meten omdat voor fracties lager dan 5 % het argonplasma wordt overgenomen door waterstof en na 5 % is overgenomen door waterstof. Tot 5 % is er een interessant overgangsgebied. Uit deze metingen volgt een beeld van de waterstofkinetiek in de plasma's.

In de volgende paragraaf wordt kort de algemene theorie beschreven die relevant is voor intensiteitsmetingen. In het volgende hoofdstuk wordt de experimentele opstelling behandeld. Aansluitend is er een hoofdstuk waarin de theorie van toepassing is op de gehanteerde methode voor het meten van de lijnintensiteiten. Daarna volgen de meetresultaten om af te sluiten met conclusies en aanbevelingen.

Verschillende appendices zijn toegevoegd waarin meetresultaten staan vermeld en/of programmeercode is opgenomen. Een overzicht van de programmatuur waarmee de meetresultaten zijn verwerkt, staat in appendix F van dit verslag.

## 1.1 Inleidende theorie

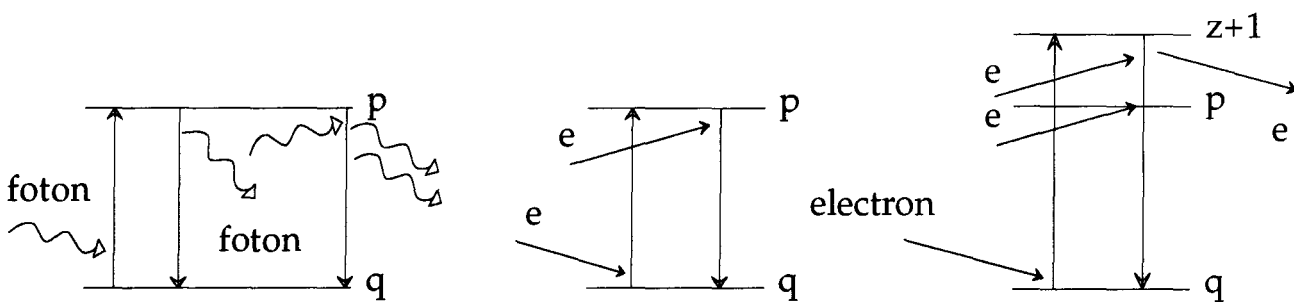
Bij de overgang van een electron van een hoger aangeslagen toestand  $p$  naar een lager aangeslagen toestand  $q$  zendt het electron stralingsenergie  $E_{pq}$  uit ter waarde van  $E_{pq} = E(p) - E(q) = h\nu_{pq}$ , met  $h$  de constante van Planck en  $\nu_{pq}$  de fotonfrequentie. Door het meten van de lijnstraling met frequentie  $\nu_{pq}$  verkrijgt men informatie over de bezetting van het bovennivo  $p$ . De bezetting is het gevolg van verschillende botsings- en stralingsprocessen tussen de in het plasma aanwezige electronen, ionen, neutralen en fotonen. Een kort overzicht hiervan staat in figuur 1.1.

Om te beginnen zijn er de stralingsprocessen: absorptie en spontane emissie van straling tussen nivo's  $p$  en  $q$ :

$$A(p) \leftrightarrow A(q) + h\nu \quad (1.1)$$

Gestimuleerde emissie is te schrijven als

$$A(p) + h\nu \rightarrow A(q) + h\nu + h\nu \quad (1.2)$$



Figuur 1.1: Botsings- en stralingsprocessen in een plasma. Van links naar rechts: stralingsabsorptie, spontane emissie, gestimuleerde emissie, botsingsexcitatie, botsingsdeëxcitatie, botsingsionisatie en driedeeltjes recombinitie.

In botsingsprocessen als botsingsexcitatie en deëxcitatie leveren vrije electronen meestal de benodigde overgangsenegie tussen nivo's  $p$  en  $q$ :

$$A(p) + e^- \leftrightarrow A(q) + e^- \quad (1.3)$$

Is de electronenenergie hoog genoeg ten opzichte van de ionisatie-energie dan kunnen de volgende processen plaatsvinden:

$$A(p) + e^- \leftrightarrow A^+(1) + e^- + e^- \quad (1.4)$$

botsingsionisatie en driedeeltjes recombinitie van respectievelijk naar het iongrondnivo  $A^+(1)$ .

Voor de volledigheid moeten nog vermeldt worden de processen foto-ionisatie, stralingsrecombinitie en gestimuleerde stralingsrecombinitie. Deze zijn te beschrijven als:

$$A(p) + h\nu \leftrightarrow A^+(1) + e^- \quad (1.5)$$

en

$$A^+(1) + e^- + h\nu \rightarrow A(p) + h\nu + h\nu \quad (1.6)$$

In de beschouwde plasma's is de thermische koppeling tussen electronen en zware deeltjes zwak, zodat er een temperatuurverschil kan heersen tussen de zware deeltjes en electronen. De electronentemperatuur is hoger dan de zware deeltjes temperatuur, maar voldoende laag ( $\approx 0.2$  eV) om ionisatieprocessen te kunnen verwaarlozen. De plasma's zijn hierdoor in hoofdzaak recombinerend met als belangrijkste bevolkingsprocessen voor de hoogste nivo's driedeeltjesrecombinitie en stralingsverval naar de lagere nivo's.

De recombinitieprocessen hebben weinig invloed op de dichtheden van de ionen en neutralen in het plasma. Ook het effect op de temperatuur van de zware deeltjes is gering. Hierdoor is de expansie van het plasma vrijwel adiabatisch [7]. De driedeeltjes recombinitie heeft wel invloed op de electronentemperatuur: het resterende electron krijgt van het ingevangen electron zowel diens kinetische energie als het energieverval tussen het ionnivo en het excitatienivo waarin het ingevangen electron terecht komt. Bovendien wordt het electronengas nog verhit door de Ohmse dissipatie die een gevolg is van de gegenereerde stroomdichtheid.

In een expanderend puur argonplasma zijn recombinerende processen en stralingsovergangen verantwoordelijk voor de lichtemissie. Is er ook waterstof aanwezig in het plasma dan



komt daarbij de invloed van moleculaire processen tussen argon en waterstof:



Dit is een belangrijk proces voor de bezetting van de niveaus in waterstof.

De beschrijving van plasmafysische processen is een moeilijke zaak omdat een plasma niet in thermodynamisch evenwicht (TE) is. Er zijn temperatuurgradiënten, dichtheidsverschillen, en er is energietoevoer en afvoer. Een voorwerp dat straling uitzendt is per definitie niet in TE.

In TE gelden onder andere de statistische wetten van Boltzmann en Saha. Het is zinvol deze wetten te specificeren om daarmee de werkelijke plasmasiëtuatie mee te vergelijken.

De Boltzmann verdeling geeft de bezetting van een geëxciteerd nivo ten opzichte van het grondnivo.

$$\frac{n_p}{g_p} = \frac{n_1}{g_1} \exp\left(-\frac{E_{p1}}{kT_e}\right), \quad (1.8)$$

hierin is  $k$  de constante van Boltzmann,  $T_e$  de electronentemperatuur,  $n_p$  de bezetting van het bovennivo,  $g_p$  het statistische gewicht van het nivo  $p$ ,  $n_1$  de bezetting van het grond nivo en  $E_{p1} = E(p) - E(1)$ .

De Sahaverdeling geeft een relatie tussen de dichtheid van het aangeslagen nivo van de neutrale deeltjes, de dichtheid van het ion-grondnivo en de electronendichtheid:

$$\frac{n_p}{g_p} = \frac{n_e n_i}{g_e g_i} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e k T_e}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{E_{ip}}{k T_e}\right), \quad (1.9)$$

hierin is  $m_e$  de electronmassa,  $n_e$  de electronendichtheid en  $g_e$  de ontaarding ten gevolge van de electronspin ( $g_e = 2$ , voor argon is het statistische gewicht van het ion-grondnivo  $g_i = 6$  en voor waterstof is  $g_i = 1$ ).

De afleiding van de statistische wetten is mogelijk vanuit het principe van microscopische reversibiliteit van botsings- en stralingsprocessen. De Sahavergelijking (1.9) kan worden afgeleid uit kinematische argumenten; Van de Sanden [7] geeft tevens een thermodynamische afleiding hiervan.

Voor ons plasma is de Sahavergelijking (1.9) belangrijker dan de vergelijking van Boltzmann (1.8) omdat we in recombinerende plasma's hoog aangeslagen toestanden beschouwen die worden bevolkt vanuit het ion-nivo.

De mate van afwijking ten opzichte van de Sahadichtheid wordt gegeven door de  $b_p$ -factor:

$$b_p = \frac{n_p}{n_{p,saha}}, \quad (1.10)$$

met  $n_p$  de bezetting van nivo  $p$ . Als  $b_p > 1$  of  $b_p < 1$  dan spreken we van respectievelijk overbezetting of onderbezetting van nivo  $p$  ten opzichte van Saha. Voor toestanden dichtbij het ionisatienivo nadert  $b_p$  tot 1, deze zijn dan in partieel Lokaal Saha Evenwicht (pLSE), [8].

Voor hoog aangeslagen niveaus waarvan de bezetting kleine afwijkingen  $\delta b(p)$  ten opzichte van de Sahabezetting heeft, is te schrijven:

$$\delta b(p) = b(p) - 1. \quad (1.11)$$

Hiervan maken we gebruik in een analytische beschrijving van de stapsgewijze deëxcitatie in het recombinerende systeem. De veranderingen in excitatie- en deëxcitatiestromen in het

systeem kunnen worden beschreven door gebruik te maken van continuïteitsvergelijkingen in de excitatieruimte, [8], [9]. Voor recombinerende systemen geldt dan:

$$|\delta b(p)| \sim p^{-6}. \quad (1.12)$$

## 1.2 Lijnen en verbreding

Voordat de experimentele opstelling en de presentatie van de metingen wordt besproken, volgt hier alvast een overzicht van de gemeten lijnen. Ook wordt er kort ingegaan op enkele verbredingsmechanismen en gekeken of deze relevant zijn voor het verrichten van de metingen. Wanneer de lijnen namelijk meer verbreed zijn dan het apparaatprofiel van de monochromator, moet er worden gemeten met bredere spleten om de volledige lijnintensiteit te kunnen meten.

In onderstaande tabel zijn in de eerste kolom alle gemeten lijnen gerangschikt naar golflengte. Daarnaast staan de ionisatie-energiën van de bovennivo's, de statistische gewichten van de nivo's, de overgangswaarschijnlijkheid en de eigenlijke overgang.

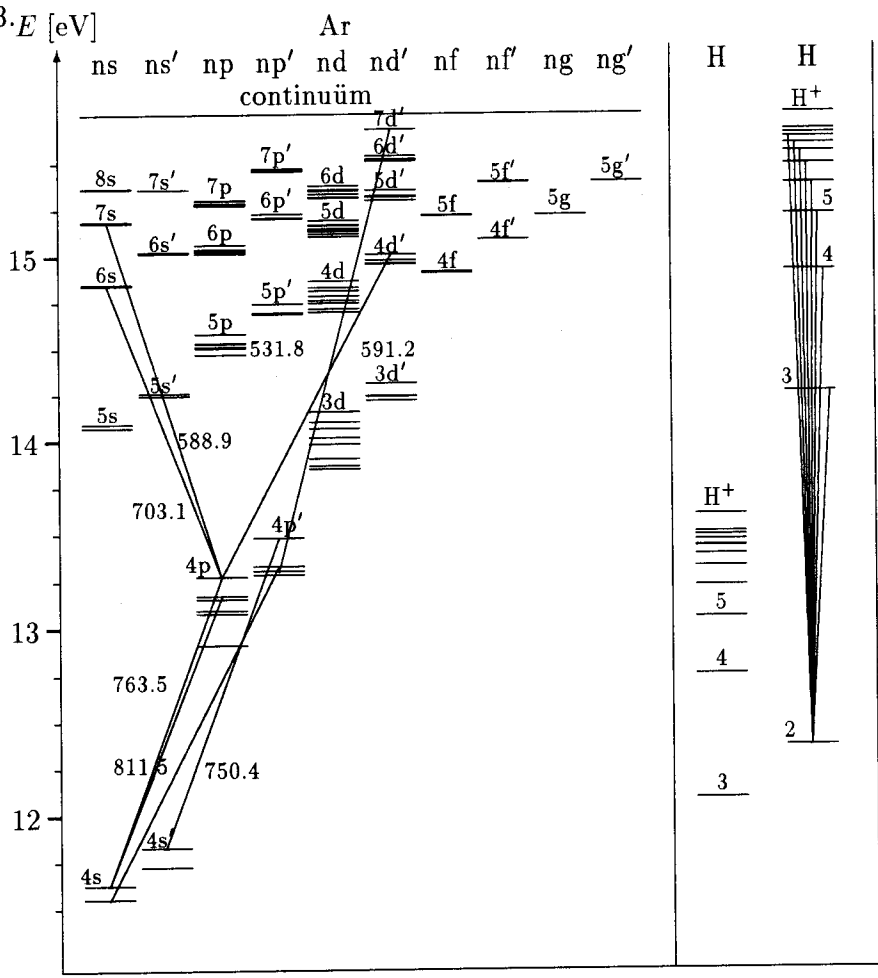
### Argonlijnen

$\lambda[nm]$	$E_i[eV]$	$g_p$	$A_{pq}[s^{-1}]$	overgang
811.5	2.69	7	0.366e8	$4p \rightarrow 4s$
763.5	2.59	5	0.274e8	$4p \rightarrow 4s$
750.4	2.275	1	0.321e8	$4p' \rightarrow 4s'$
703.0	0.915	5	0.0278e8	$6s \rightarrow 4p$
696.5	2.44	3	0.067e8	$4p' \rightarrow 4s$
693.8	1.065	1	0.321e8	$4d \rightarrow 4p$
591.2	0.755	3	0.0105e8	$4d' \rightarrow 4p$
588.9	0.575	5	0.0134e8	$7s \rightarrow 4p$
531.8	0.125	7	0.0027e8	$7d' \rightarrow 4p'$
518.8	0.455	5	0.0138e8	$5d' \rightarrow 4p$
506.0	0.235	9	0.0039e8	$8d \rightarrow 4p$
420.1	1.185	7	0.0103e8	$5p \rightarrow 4s$
415.9	1.123	5	0.0145e8	$5p \rightarrow 4s$

### Waterstoflijnen

$\lambda[nm]$	$E_i[eV]$	$g_p$	$A_{pq}[s^{-1}]$	overgang
656.3	1.51	18	4.41e7	$3 \rightarrow 2$
486.1	0.85	32	8.419e6	$4 \rightarrow 2$
434.1	0.54	50	2.530e6	$5 \rightarrow 2$
410.1	0.38	72	9.732e5	$6 \rightarrow 2$
397.0	0.28	98	4.389e5	$7 \rightarrow 2$
388.9	0.21	128	2.215e5	$8 \rightarrow 2$
383.5	0.17	162	1.126e5	$9 \rightarrow 2$
379.8	0.14	200	7.122e4	$10 \rightarrow 2$
377.1	0.11	242	4.397e4	$11 \rightarrow 2$
375.0	0.094	288	2.834e4	$12 \rightarrow 2$
373.4	0.080	338	1.893e4	$13 \rightarrow 2$

Om aan te geven hoe de nivo's ten opzichte van elkaar liggen, is in figuur 1.2 een energienivoschema gemaakt voor argon en waterstof. De gemeten overgangen zijn aangegeven met verbindingslijnen tussen de nivo's. Het waterstofsysteem is op twee manieren naast het argonsysteem getekend: voor samenvallende atomaire-grondnivo's en samenvallende ionnivo's. Bij iedere argonlijn staat de golflengte vermeld. Van waterstof zijn de Balmerlijnen gemeten, tot  $n = 13$ .  $E$  [eV]



Figuur 1.2: Het energienivoschema van de gemeten argonlijnen vergeleken met de gemeten waterstoflijnen. De linker as geeft de energie-eenheid in electronvolt. Naast elke overgang staat de golflengte van de lijn in nm. In de linker waterstofkolom liggen de atomaire grondnivo's van waterstof en argon gelijk. In de rechterkolom is het iongrondnivo van waterstof gekoppeld aan dat van argon. Dit overzicht is samengesteld door ir. J.C.A. Wevers.

Van enkele lijnverbredingsmechanismen is nagegaan of ze van invloed zijn op de gemeten plasmalijnen. Het zijn de natuurlijke-, Doppler- en Starkverbreding. Hierbij wordt gebruikt gemaakt van de waarden voor de electronendichtheden en electronentemperaturen zoals die gemeten zijn in de Thomson-Rayleigh metingen door Van de Ven [11].

Natuurlijke lijnbreedte is het gevolg van de eindige levensduur van een overgang. De breedte van de lijn volgt uit de onzekerheidsrelatie van Heisenberg  $\Delta E \Delta T \geq \hbar/2$ . Met  $\Delta E = h\Delta\nu_{pq}$  en  $\Delta T \leq 1/A_{pq}$  geeft dit een uitdrukking voor  $\Delta\lambda$ , de volle breedte op half

maximum (FWHM):

$$\Delta\lambda = \lambda^2 \frac{A_{pq}}{2\pi c}. \quad (1.13)$$

Voor de Argonlijn 811.5 nm met  $A = 0.366 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  resulteert dit in een verbreding van  $1.3 \cdot 10^{-5}$  nm. Van alle andere gemeten lijnen is  $A_{pq}$  kleiner en dus de natuurlijke lijnverbreding minder.

Door de thermische beweging van atomen zullen de lijnen zowel een verbreding als een verschuiving ondergaan: het Dopplereffect. Verschuiving kan buiten beschouwing worden gelaten, omdat de grootste snelheidscomponent van de plasmadeeltjes loodrecht op de detectie-as staat. Voor Dopplerverbreiding is de lijnbreedte (FWHM) te schrijven als [16]:

$$\Delta\lambda = \lambda \sqrt{8 \ln 2 \frac{kT_e}{mc^2}} \quad (1.14)$$

Een afschatting van de maximale Dopplerverbreiding bij een electronentemperatuur van 5000 K geeft voor argonlijn 811.5 nm:  $6.5 \cdot 10^{-3}$  nm. Voor waterstoflijn  $H_\alpha$ :  $3.3 \cdot 10^{-2}$  nm.

Bij hoge electronendichtheden en -temperaturen is de wisselwerking tussen atomen en electronen of ionen een belangrijk verbredingsmechanisme voor de waterstoflijnen. Dit wordt beschreven met het lineaire Starkeffect en geeft een uitdrukking voor de Starkverbreding [16]. Voor argon is er het kwadratisch Starkeffect, dit is echter kleiner dan het lineaire effect in waterstof. Het verband tussen de lijnbreedte (FWHM) en electronendichtheid is in lineaire Starkverbreding voor waterstof:

$$\Delta\lambda = \left( \frac{n_e}{C(n_e, T_e)} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (1.15)$$

Hierin is  $C(n_e, T_e)$  de coëfficiënt uit onderstaande tabel. In deze tabel zijn de data overgenomen uit Griem [16].

Bij een electronentemperatuur van 5000 K en dichtheid van  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  is  $C(n_e, T_e) = 3.84 \cdot 10^{14}$ . Dit geeft een verbreding in  $H_\beta$  van 0.41 nm.

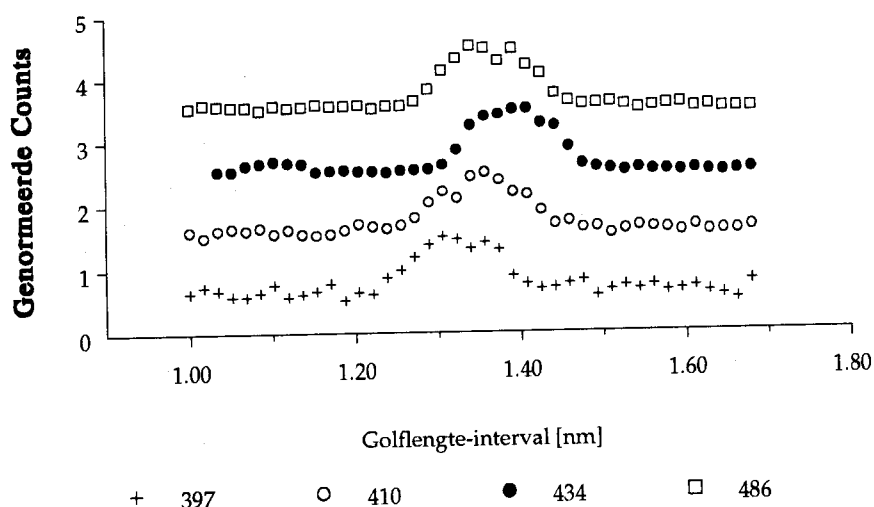
	$T_e$ [K]	$n_e = 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$	$n_e = 1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$
$H_\beta$	5000	$3.84 \cdot 10^{14}$	$3.68 \cdot 10^{14}$
	10000	$3.80 \cdot 10^{14}$	$3.58 \cdot 10^{14}$
	20000	$3.72 \cdot 10^{14}$	$3.55 \cdot 10^{14}$
	40000	$3.76 \cdot 10^{14}$	$3.52 \cdot 10^{14}$
$H_\gamma$	10000		$4.41 \cdot 10^{14}$
	20000		$6.68 \cdot 10^{14}$
	40000		$3.77 \cdot 10^{15}$
$H_\delta$	10000	$1.36 \cdot 10^{14}$	$1.18 \cdot 10^{14}$
	20000	$1.35 \cdot 10^{14}$	$1.21 \cdot 10^{14}$
	40000	$1.07 \cdot 10^{14}$	$1.22 \cdot 10^{14}$

In de bovenstaande afschattingen voor de verbreding van de argon- en waterstoflijnen is gerekend met een electronentemperatuur van 5000 K en een electronendichtheid van  $1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ . Beide waarden liggen hoger dan metingen aangeven. Van Beek [13] en Van de Ven [11]

meten namelijk  $n_e < 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  en  $T_e \leq 3000 \text{ K}$ .

De golflengteresolutie van de gebruikte monochromator bedraagt 0.16 nm, (zie volgend hoofdstuk). De breedte van de gemeten lijnen moet smaller zijn dan dit apparaatprofiel van de monochromator. Alleen dan is de volledige intensiteit van de lijnen te meten. Voor de natuurlijke lijnbreedte en de Dopplerverbreiding hebben we gezien dat ze ruim beneden 0.16 nm liggen.

De Starkverbreding zou echter wel van invloed kunnen zijn op de meting van de waterstoflijnen. Voor de waterstoflijnen zijn daarom monochromatorscans gemaakt. Hierin wordt op een vaste positie in het plasma en in een golflengte-interval van 1 nm rond de lijn de intensiteit gemeten. Figuur 1.3 toont het resultaat voor een aantal lijnen bij 0.7 %  $H_2$ .



Figuur 1.3: Monochromatorscans van waterstoflijnen op  $z = 20 \text{ mm}$ . De data zijn genormeerd op hun maximum en omwille van de duidelijkheid boven elkaar getekend.

Op een afstand van 20 mm van de boog waar de electronendichtheid en de electronentemperatuur het grootste zijn, en dus het Starkeffect het sterkste is, toont figuur 1.3 de monochromatorscans van enkele waterstofnivo's. De data zijn genormeerd op hun maximum en omwille van de duidelijkheid in verticale richting verschoven.

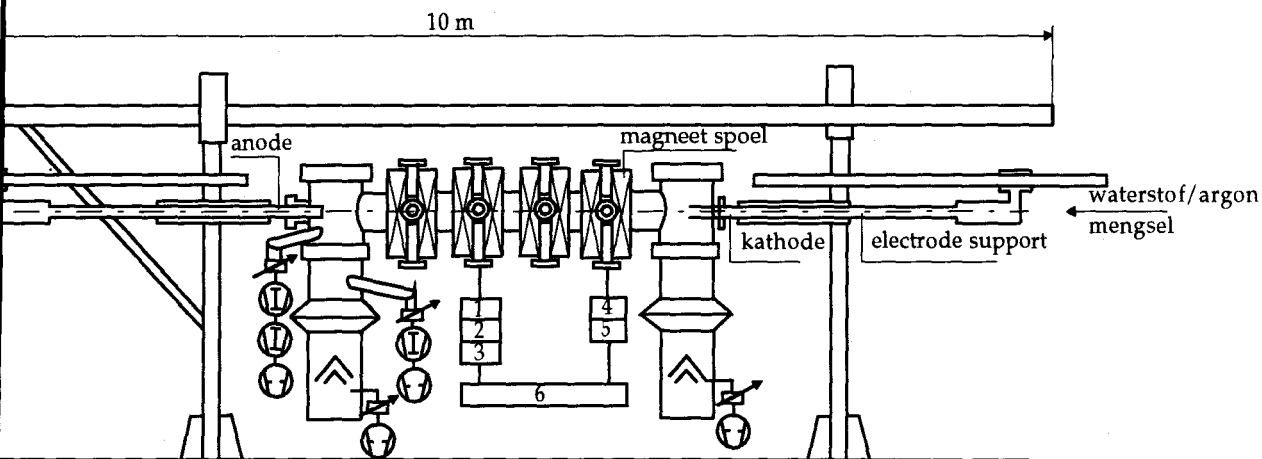
In elke meting is de breedte van de piek circa 0.16 nm, dit is precies het apparaatprofiel van de monochromator. Was er verbreding waar te nemen geweest of was de piekbreedte breder dan 0.16 nm, dan was het nodig de resolutie van de monochromator te verminderen door te meten met grotere spleten.

Uit figuur 1.3 blijkt echter duidelijk dat de Starkverbreding van de waterstoflijnen niet breder is dan het apparaatprofiel van de monochromator en dat het Starkeffect zodoende geen nadelige invloed heeft op de metingen.

## Hoofdstuk 2

# Cascadeboogopstelling

Een schematische tekening van de opstelling van het cascadeboogexperiment is gepresenteerd in figuur 2.1. De opstelling bestaat uit een vacuümvat (diameter 0.36 m en lengte 3 m) met aan weerszijden een oliediffusiepomp en acht Helmholtzspoelen die een axiaal magneetveld kunnen opwekken tot 0.5 T. De oliediffusiepompen dateren uit de tijd dat er met een holle kathodeboog en lage flow werd gemeten. Voor de cascadeboog worden naast rootspompen, enkele turbopompen gebruikt om tot een druk van 0.3 torr te komen.



Figuur 2.1: De meetopstelling van de expanderende cascadeboog. De plasmabundel expandeert van de kathode (rechts) naar de anode (links).

Aan de rechterzijde is de gastoevoer van argon of van een argon-waterstof mengsel. Met de 'electrode support' kan de kathode in axiale richting in het vat worden geschoven. Zo worden verschillende plasmaposities zichtbaar voor de detectievensters en wordt de z-positie ingesteld, zie ook figuur 2.2.

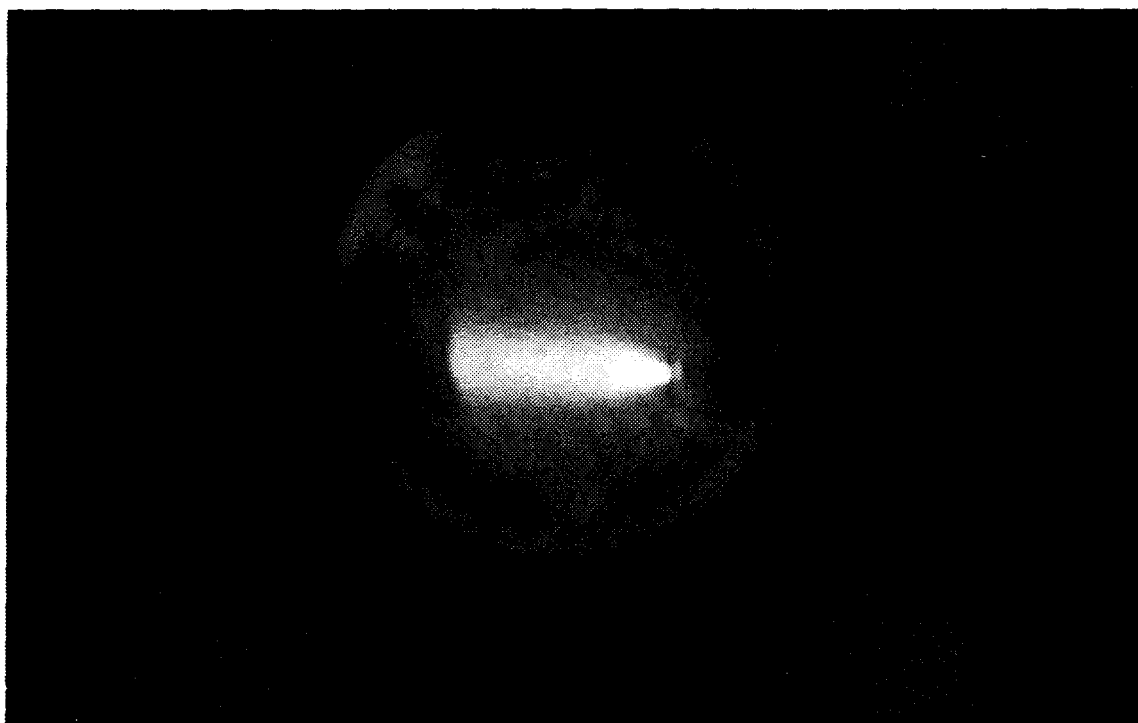
Het gebruik van de anode aan de linkerkant is optioneel. Deze biedt de mogelijkheid om ook een ioniserend plasma te bestuderen [7], als er tussen kathode en anode stroom wordt 'nagetrokken'.

De nummers onderaan de opstelling verwijzen naar de verschillende diagnostieken van de opstelling, waaronder Fabry-Perot, Thomson-Rayleigh en absolute lijnintensiteiten.

Gedurende de metingen zijn alle plasmameters constant gehouden en gelijk aan de instellingen van Van Beek [13]. In onderstaande tabel staan de parameters van het plasma:

Parameter	Waarde
boogspanning $V_{arc}$	80 V
boogstroom $I_{arc}$	45 A
$Ar + H_2$ -flow	3500 ml/min
achtergronddruk $P_{back}$	0.3 Torr

Het toegevoerde vermogen neemt toe als de waterstoffractie toeneemt. In stroomgestabiliseerde situatie is de voedingsspanning 80 V in een puur argonplasma. Dit neemt toe tot 100 V bij 10 % waterstof. Het 'percentage waterstof' is het volumepercentage moleculaire waterstof op de totale flow.



Figuur 2.2: Foto van de plasmabundel met nog net rechts zichtbaar de opening van de cascadeboog. De bundel is wit-rose bij 0 % waterstof en kleurt naar donker rood-paars vanaf enkele tienden procenten waterstof.

## Hoofdstuk 3

# Lichtemissie Theorie

Om uit de metingen aan de absolute lijnintensiteiten informatie te krijgen over de bezettingsgraden van geëxciteerde nivo's, zijn enkele aannamen noodzakelijk die als theoretisch kader dienen bij de interpretatie van de metingen. Hieronder staan puntsgewijs deze veronderstellingen:

- door de lage electronentemperaturen in het plasma ( $T_e < 3000$  K, [11]) zijn de argonionen enkelvoudig geïoniseerd. Zodat bij lage waterstofpercentages ( $< 1$  %) voor argon  $n_e \approx n_i$  gesteld kan worden in de Sahavergelijking (1.9),
- het plasma is cilindersymmetrisch, zodat het gebruik van de tomografische abelinversie techniek mogelijk is,
- het plasma is optisch dun voor vrijwel alle gemeten lijnen. Uitzondering zijn de  $4 p \rightarrow 4 s$  lijnen, voor de andere lijnen vindt er geen zelfabsorptie plaats,
- de lichtemissie in het plasma is isotroop.

Voor de overgang van een hoger aangeslagen toestand  $p$  naar een lager aangeslagen toestand  $q$ , waarvoor het plasma optisch dun is (derde veronderstelling), geldt dat de geëmitteerde lichtintensiteit evenredig is met de bezetting  $n(p)$  van het nivo  $p$ , de overgangswaarschijnlijkheid  $A_{pq}$  en de fotonenergie  $h\nu_{pq}$ . In formulevorm is de uitdrukking:

$$P_{pq} = \frac{h\nu_{pq}}{4\pi} A_{pq} n_p. \quad (3.1)$$

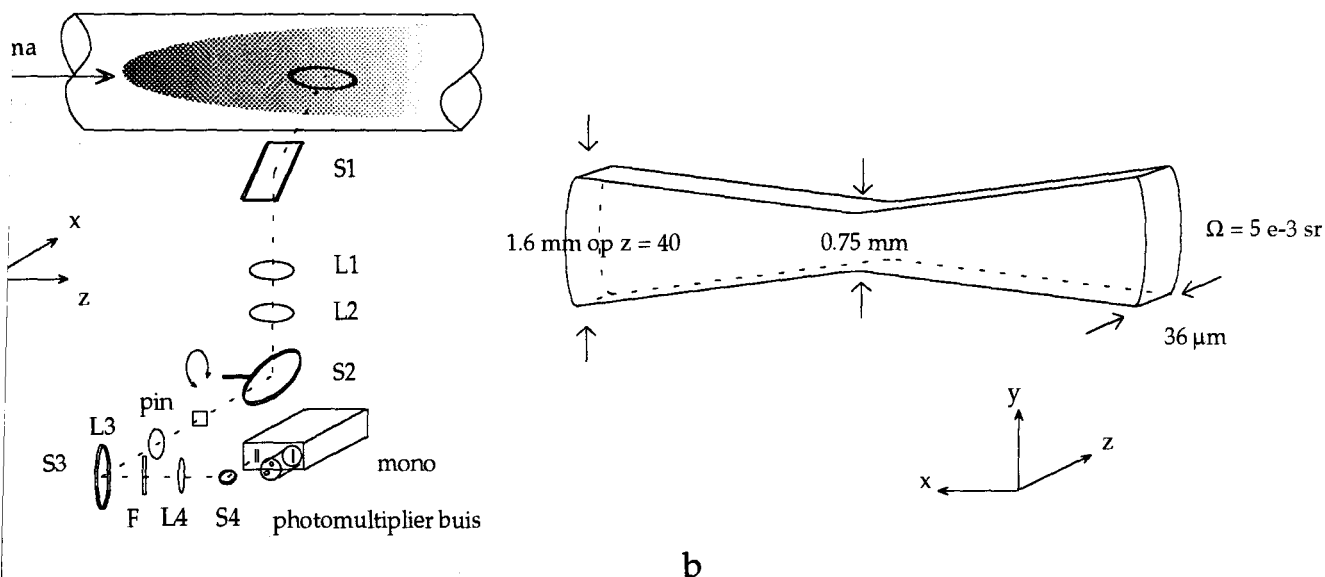
Het uitgestraalde vermogen  $P_{pq}$  wordt uitgedrukt in joules per eenheid van ruimtehoek, tijd en volume. De aanname dat de lichtemissie isotroop is, geeft de factor  $4\pi$  in de noemer. De geldigheid van deze formule volgt mede uit de aanname dat zelfabsorptie en gestimuleerde emissie te verwaarlozen zijn ten opzichte van straling afkomstig van recombinatie- en deëxcitatieprocessen. Met behulp van (3.1) is de gemeten waarde  $P_{pq}$  te relateren aan de bezetting in de nivo's  $n_p$ .

De aanname van een cilindersymmetrisch plasma komt in paragraaf 3.2 terug bij het bespreken van de Abelinversie.



### 3.1 Diagnostiek

Figuur 3.1 a toont een schematisch overzicht van de optische componenten in de opstelling voor het meten van de lijnintensiteiten. Daarnaast is in figuur 3.1 b het detectievolume in het plasma getekend.



Figuur 3.1: a: De opstelling voor de lichtemissiediagnostiek waarin de lichtweg door de spiegels en lenzen is gestippeld. De componenten zijn S1..S4: spiegels, L1..L4: lenzen, pin: pinhole, F: filter, mono: monochromator en een photomultiplier buis. b: Het door de pinhole en intreespleet geselecteerde detectievolume in het plasma.

Spiegel S1 staat onder een hoek van  $45^\circ$  en reflecteert het plasmalicht vertikaal. Samen met lenzen L1 ( $f_1 = 750$  mm), L2 ( $f_2 = 500$  mm) en draaibare spiegel S2 wordt hiermee het licht uit het detectievolume van het plasma gefocuseerd op de pinhole (pin,  $\varnothing = 0.5$  mm).

Lenzen L3 en L4 ( $f_3 = f_4 = 150$  mm) focuseren het licht via spiegels S3 en S4 op de intreespleet ( $25 \mu\text{m}$ ) van de monochromator. Het filter (GG495) is een laag-doorlaat-filter en is vanaf golflengten groter dan 500 nm tussen spiegels S3 en S4 geplaatst om tweede orde effecten in de monochromator te voorkomen.

Het detectievolume wordt bepaald door de afbeeldingen van de 'pinhole' en van de intreespleet in het plasma. De eerste twee lenzen hebben een vergrotingsfactor van  $3/2$ . Dit geeft een laterale begrenzing aan het detectievolume van 0.75 mm. De afbeelding van de intreespleetbreedte door de lenzen L3 en L4 op de plaats van de pinhole is  $25 \mu\text{m}$  (vergroting 1). Lenzen L1 en L2 vergroten een factor  $3/2$  zodat de breedte van het detectievolume in axiale richting  $36 \mu\text{m}$  is, zie figuur 3.1 b.

De diameter van de eerste lens (60 mm) bepaalt de ruimtehoek en deze is  $5 \cdot 10^{-3}$  sr.

Met de draaibare spiegel S2 is wordt het plasma lateraal gescand door middel van een stappenmotor. Hiervan is de minimale stapgrootte  $26 \mu\text{m}$ . Het aantal stappen tussen twee meetpunten is steeds 50 genomen, waardoor de afstand 1.3 mm is.

De monochromator heeft een dispersie van 1.6 nm/mm een intreespleet van  $25 \mu\text{m}$  en een uitreespleet van  $100 \mu\text{m}$ . De grootste spleet bepaalt de golflengteresolutie. In deze optiek

is dit 0.16 nm, gemeten lijnen moeten derhalve smaller zijn dan 0.16 nm. We hebben in paragraaf 1.2 gezien dat hieraan is voldaan.

Vanaf de photomultiplierbuis (PM) begint het electronische gedeelte van de detectietak. De PM zet een fotonenstroom om in een electronenstroom van enkele nanoampères. De PM wordt gekoeld met een peltierkoeling tot  $-12\text{ }^{\circ}\text{C}$  om de donkerstroom (darkcounts) in de PM te minimaliseren. Darkcounts liggen in de orde van 60 Hz. Hierna converteert een NIM-TTL element de electronenstroom tot een TTL-spanningssignaal, zodat het voor digitale verwerking met de computer geschikt is.

### 3.1.1 Automatisering

Het eerste gedeelte van het afstudeerwerk bestond uit het herschrijven van het meetprogramma voor een PC-486 met I/O-kaarten en een Timer/Counter kaart.

De opstelling om de lijnintensiteiten te meten bestond in het verleden uit eenheden van het eurobussysteem. Een groot rek was nodig om alle stappenmotor- en timer/counterkaarten te herbergen. Nu is de meetopstelling vervangen door één PC AT-486 met een Input/Output-kaart (I/O) en een Timer/Counter-kaart (T/C).

Het nieuwe systeem heeft een aantal voordelen ten opzichte van het oude:

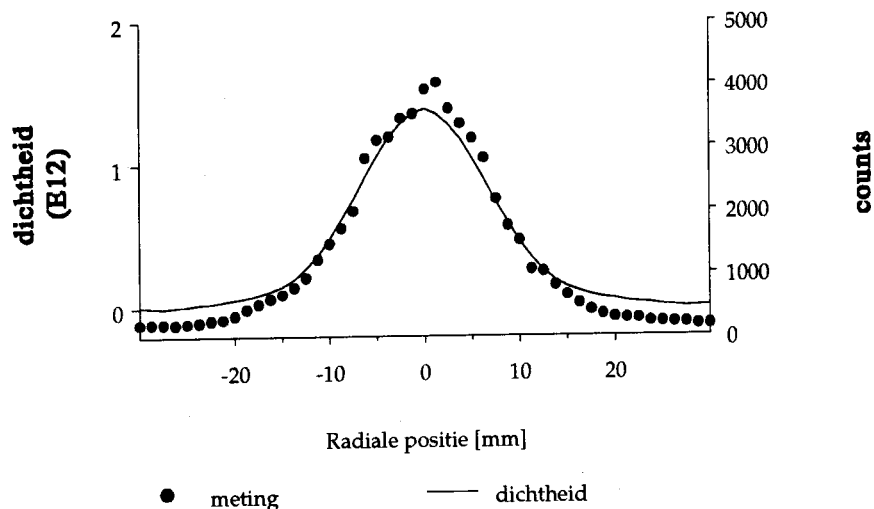
- Meten met de PC-486 computer gaat sneller dan met het oude systeem, omdat de meetgegevens direct op schijf kunnen worden geschreven en niet eerst via een centraal systeem moeten worden overgezonden.
- Bovendien is er een multitasking programma op de computer geïnstalleerd zodat meerdere functies tegelijk kunnen worden uitgevoerd. Zo is het nu mogelijk om tijdens de metingen ook verder te werken met andere programma's of data uit te werken; dit geeft een enorme tijdwinst.
- Het meetsysteem is meer flexibel dan voorheen omdat de verschillende functies van de kaarten softwarematig gemakkelijk en snel kunnen worden veranderd.

Het aansturen van de stappenmotoren en het uitlezen van de T/C-kaarten is mogelijk gemaakt vanuit een gebruikersvriendelijke 'usersinterface' (USIF). Zo kunnen alle opties menugestuurd worden ingesteld. De programmering is onderverdeeld in units waardoor er sneller op de juiste plaats veranderingen kunnen worden aangebracht, indien dit wenselijk is. De uitleg van het meetprogramma is beschreven in een aparte handleiding. De twee belangrijkste onderdelen van het programma zijn voor de volledigheid ook in appendix E opgenomen. Dit zijn de programma's waarmee het feitelijke meten gebeurt. De andere procedures in het programma dienen alleen het gemak van de gebruiker.

## 3.2 Abelinversie en ijking

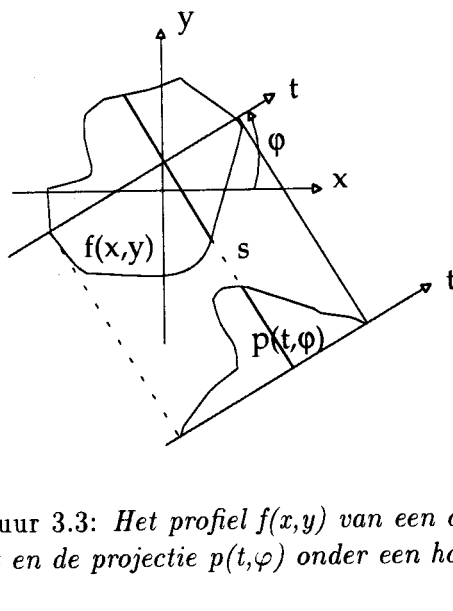
De ruwe meetgegevens bestaan uit lateraal gemeten profielen van de intensiteit van het plasmalicht uitgedrukt in fotontellingen, verder te noemen: 'fotoncounts', zie figuur 3.2. Om hieruit een radiaal dichtheidsprofiel te verkrijgen, moeten nog twee essentiële stappen worden uitgevoerd: de calibratie en de abelinversie. Allereerst volgt hier kort iets over de

abelinversie, daarna over de calibratieprocedure. Een uitvoerige beschrijving van de abelinversiemethode is te vinden in [17] en [18].



Figuur 3.2: Voorbeeld van een lateraal gemeten profiel (meting) en een radiaal, abelgeïnverteerd en gecalibreerd dichtheidsprofiel (dichtheid). Het betreft een meting op 70 mm en 3%  $H_2$  van de argonlijn 811.5 nm.

Met behulp van een tomografische projectie techniek en een Abelinversie techniek kan uit laterale scans van het plasma een radiale dichtheidsverdeling worden verkregen. In figuur 3.3 is te zien hoe een projectie van een ruimtelijk object op een laterale richting  $t$  is gedefinieerd. De procedure om abel te inverteren maakt gebruik van een Fast Fourier Transformatie (FFT) om het gemeten profiel te fitten op een som van een Gauss- en een Hermitepolynoom [17], [18].



Figuur 3.3: Het profiel  $f(x,y)$  van een object en de projectie  $p(t,\varphi)$  onder een hoek  $\varphi$

Het profiel  $f(x,y)$  wordt nu verkregen uit

$$f(x,y) = \int_0^{\pi} p^*(t,\varphi) d\varphi \quad (3.2)$$

hierin is

$$p^*(t, \varphi) = \int_{-\infty}^{\infty} Q(\omega, \varphi) |\omega| e^{2\pi i \omega t} d\omega \quad (3.3)$$

de convolutie van het gemeten profiel en de inverse Fouriergetransformeerde van het frequentiefilter  $\omega$ . De term  $Q(\omega, \varphi)$  is de één-dimensionaal Fouriergetransformeerde van het gemeten profiel  $p(t, \varphi)$ :

$$Q(\omega, \varphi) = \int_{-\infty}^{\infty} p(t, \varphi) e^{-2\pi i \omega t} dt \quad (3.4)$$

Deze methode heet 'filtered backprojection' omdat het profiel  $f(x, y)$  niet wordt samengesteld uit de gemeten profielen  $p(t, \varphi)$  maar uit de gefilterde profielen  $p^*(t, \varphi)$ . Hierdoor kan de ruis op het profiel worden weggefilterd in het geïnverteerde profiel. In de verwerking van de gegevens moet hiervoor een afsnij-percentages worden meegegeven. Dit geeft aan welke frequentiecomponenten zijn weggelaten in de frequentieruimte.

Het profiel  $f(x, y)$  kan worden samengesteld uit meerdere projecties  $p(t, \varphi)$  onder verschillende hoeken  $\varphi$ . We veronderstellen echter dat het plasma cilindrisch is, zodat we kunnen volstaan met één gemeten projectie. In de toegepaste berekeningen zijn zodoende de verschillende projecties aan elkaar gelijk.

De abelgeïnverteerde van een lateraal Gaussisch profiel  $A(f(x))$  geeft een radiaal Gauss-profiel vermenigvuldigd met een factor  $1/b\sqrt{\pi}$  [19]:

$$A(f(x)) = \frac{1}{b\sqrt{\pi}} \cdot f(r). \quad (3.5)$$

Hierin is  $b$  de halve  $1/e$  breedte van het gemeten profiel. Het ruimtelijke deel in de dimensie van het geïnverteerde profiel is dan niet meer 'per volume-eenheid' maar 'per oppervlakte-eenheid'. Zodoende is de intensiteit van een volumestraler (het plasma) te vergelijken met de intensiteit van een oppervlakte straler (de bandlamp). De bandlamp komt ter sprake in de behandeling van de ijkprocedure in de volgende paragraaf.

### 3.3 Calibratie

Om uiteindelijk de dichtheden van de aangeslagen nivo's in het plasma te verkrijgen wordt de intensiteit van een lijn vergeleken met de intensiteit van een bandlamp. Van een bandlamp is namelijk de temperatuur- en golflengte-afhankelijke intensiteit bekend [22]. Dit is echter een vergelijking tussen een volumestraler, het plasma, en een oppervlaktestraler, de bandlamp. Bij het opstellen van de vergelijking gaan we uit van de stralingstransportvergelijking voor de spectrale-intensiteit  $I_\lambda$  [20]. De intensiteitstoename ten gevolge van emissie en absorptie in een laagje  $s$  is:

$$\frac{dI_\lambda}{ds} = -I_\lambda k_\lambda + P_\lambda, \quad (3.6)$$

waarin  $k_\lambda$  de absorptiecoëfficiënt en  $P_\lambda$  weer het uitgestraalde vermogen is. Dit is te schrijven als

$$\frac{dI_\lambda}{d\tau_\lambda} + I_\lambda = B_\lambda, \quad (3.7)$$

met  $\tau_\lambda = k_\lambda ds$  de optische dikte en  $B_\lambda$  de bronfunctie;  $B_\lambda \equiv P_\lambda/k_\lambda$ . De oplossing van voorgaande vergelijking is

$$I_\lambda(s) = I_\lambda(0)e^{-\tau_\lambda} + B_\lambda(1 - e^{-\tau_\lambda}). \quad (3.8)$$

Voor een optisch dun plasma geldt  $k_\lambda = 0$  en de oplossing van (3.6) is:

$$I_\lambda(s) = \int P_\lambda ds. \quad (3.9)$$

Voor de bandlamp is de optische dikte groot, dus  $k_\lambda \rightarrow \infty$  zodat uit (3.8) volgt:  $I_\lambda = B_\lambda$ .

Voor de metingen en de ijkingen is de optische uitlijning en ruimtehoek hetzelfde. Ook het tijdvenster (1 seconde) is in de meting en ijking gelijk. We behoeven dit dus niet mee te nemen in de vergelijkingen, want de meting wordt gerelateerd aan de ijking.

Tot nu toe is in de afleiding nog een frequentie-afhankelijkheid meegenomen. De monochromator met een apparaatprofiel van  $\Delta\lambda = 0.16$  nm integreert de emissie over dit golflengte-interval. De lijnbreedte van de gemeten overgang is kleiner dan  $\Delta\lambda$ , dus (3.9) wordt  $I_p = \int P ds$ . In de gemeten intensiteit van de bandlamp  $I_b$  moet nu wel rekening worden gehouden met het golflengte-interval:  $I_b = \Delta\lambda \cdot B(\lambda, T)$ .

Samen met (3.1) resulteert dit in een uitdrukking voor de dichtheid van het bovennivo van de gemeten overgang:

$$\frac{I_p}{I_b} = \frac{s \cdot h\nu_{pq}}{4\pi} \frac{A_{pq}}{\Delta\lambda B(\lambda, T)} n_p \rightarrow n_p = \frac{4\pi\Delta\lambda}{A_{pq}} \cdot \frac{I_p}{I_b} \frac{B(\lambda, T)}{s \cdot h\nu}. \quad (3.10)$$

In deze vergelijking is de plasma-emissie afhankelijk van de laterale richting:  $I_p = I_p(x)$  en de bandlampemissie afhankelijk van de radiale richting  $I_b = I_b(r)$ . Na abelinversie wordt  $I_p(x)$  ook radiaalafhankelijk,  $I_p(r)$ . De term  $I_p/s$  is dan op te vatten als de abelinverse van het laterale profiel, zie (3.5).

Als de photomultiplier een lineaire responsie heeft dan is het aantal getelde fotonen evenredig met de gemeten intensiteit. Nemen we  $N_p$  als de counts van het abelgeïnvverteerde plasmaprofiel en  $N_b$  als de bandlampijkingcounts dan resulteert de uitdrukking voor de toestandsdichtheid in (3.11).

$$n_p = \frac{4\pi\Delta\lambda}{A_{pq}} \cdot \frac{N_{deVos}}{N_b} N_p \quad (3.11)$$

Hierin is gesubstitueerd de  $N_{deVos}$ -factor, dit is het aantal fotonen uitgezonden door de bandlamp rekening houdend met de 0.92 % transmissie van het venster van de lamp:

$$N_{deVos} = 0.92 \cdot B(\lambda, T)/(h\nu).$$

In uitdrukking (3.11) is alleen de term  $\Delta\lambda$  afkomstig van de optiek. Dat wil zeggen dat de meting aan een plasmalijn moet worden gerelateerd aan een ijking met de bandlamp met dezelfde optische uitlijning. Als de uitlijning niet optimaal is, is dit zowel op de meting als op de ijking van toepassing en kan toch de dichtheid van een aangeslagen nivo worden bepaald. Voor het meten van zwakke lijnen is een optimale uitlijning noodzakelijk, omdat anders het signaal niet meer te onderscheiden is van de achtergrond. De achtergrond bestaat uit donkerstroom van de photomultiplierbuis en continuüm straling van het plasma.

Een afleiding van (3.11), rekening houdend met de transmissie van de verschillende optische componenten, wordt gegeven in [17].

Een gedetailleerde beschrijving van de technische uitvoering van een ijking staat in appendix D.

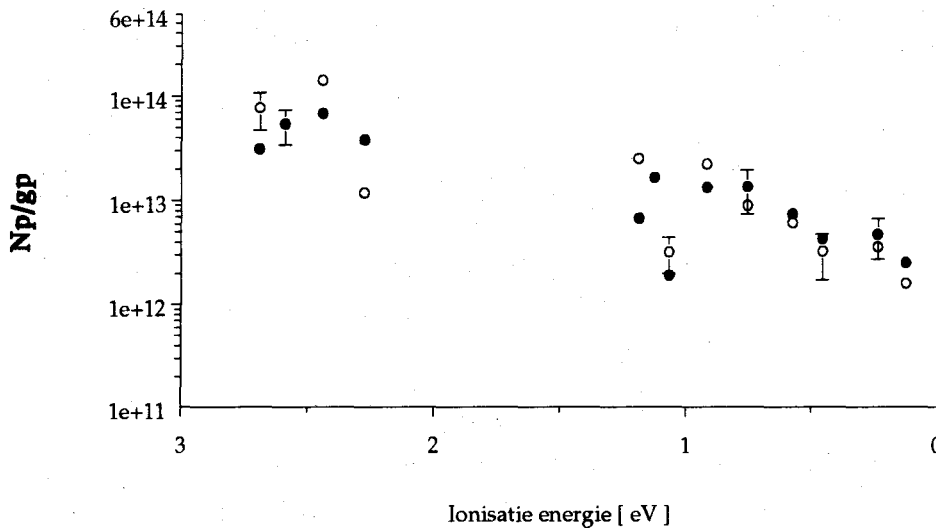
### 3.4 Nauwkeurigheden

Alvorens de meetresultaten te presenteren in hoofdstuk 4 volgt hier eerst een overzicht van de nauwkeurigheden waarmee de verschillende grootheden worden bepaald. De berekende fouten zijn de relatieve waarschijnlijke fouten.

De nauwkeurigheid waarmee de dichtheid van een nivo  $p$  met (3.11) wordt bepaald, is voor argon en waterstof verschillend. Voor argon wordt de relatieve fout hoofdzakelijk bepaald door de onzekerheid in de overgangswaarschijnlijkheid  $A$ . Voor de gemeten argonlijnen is dit meestal 25 %. Bij de waterstoflijnen is de fout in  $A$  ongeveer 1 %.

De spreiding in het signaal van het plasma  $N_p$  of van de bandlamp  $N_b$  is bepaald door de Poissonruis in de fotonenstatistiek; een fotonenstroom van  $n$  fotonen heeft een ruissignaal van  $\sqrt{n}$ . Meestal is  $n \gg 100$  zodat de ruis maximaal 10 % is. Daarnaast wordt er ook nog een fout gemaakt bij het abelinverteren van het gemeten profiel. Deze fout is echter kleiner dan 10 % [18]. Voor argon is zodoende de waarschijnlijke relatieve fout  $\delta n_p = 30$  %, en voor waterstof  $\delta n_p = 10$  %.

In figuur 3.4 zijn de gemeten dichtheden in een puur argonplasma op  $z = 70$  mm weergegeven. Het betreft twee metingen aan argon op twee verschillende tijdstippen. Tussen deze metingen is er opnieuw uitgelijnd, opnieuw geijkt en een nieuwe photomultiplier geïnstalleerd.



Figuur 3.4: Dichtheden van argon op  $z = 70$  mm in een puur argon plasma. Het betreft twee gelijke metingen met verschillende voorgeschiedenis. Het vergelijkbare resultaat geeft een indruk van de totale meetfout.

De foutenmarges zijn bij iedere meting aangegeven. Het feit dat de metingen dicht bij elkaar liggen en een zelfde verloop hebben tussen de nivo's, geeft een indruk van de totale fout. Met totale fout wordt bedoeld de reproduceerbaarheidsfouten, ijkfouten en statistische fouten. Gezien de vergelijkbare meetresultaten is de reproduceerbaarheid van de metingen goed te noemen.

Met de Sahavergelijking (1.9) wordt de bezetting van nivo  $p$  berekend uit de temperatuur en de dichtheid van de electronen:  $n_{saha} = n_{saha}(n_e, T_e)$ . Voor de electronentemperatuur en -dichtheid bepaald uit Thomson-Rayleigh metingen gelden de relatieve fouten:  $dT_e/T_e = \delta T_e = 20\%$  en  $dn_e/n_e = \delta n_e = 5\%$ .

Voor argon geldt bij lage percentages waterstof ( $< 1\%$ ):  $n_e \approx n_{Ar+}$ . Hierdoor wordt voor argon de fout in de Sahadichtheid ten gevolge van de fout in  $n_e$ :  $\delta n_{saha}|_{\delta n_e} \approx 2 \cdot \delta n_e$ . Voor waterstof geldt de factor 2 niet. Zodat voor waterstof geldt

$$\delta n_{saha}|_{\delta n_e} \approx 5\%, \quad (3.12)$$

en voor argon

$$\delta n_{saha}|_{\delta n_e} \approx 10\%. \quad (3.13)$$

De relatieve fout in  $T_e$  geeft de volgende uitdrukking voor de fout in  $n_{saha}$ :

$$\delta n_{saha}|_{\delta T_e} = \frac{3}{2} \delta T_e + \frac{\Delta E}{kT_e} \cdot \delta T_e. \quad (3.14)$$

Is  $\Delta E < kT_e$  dan is  $\delta n_{saha} \approx 3/2 \cdot \delta T_e \approx 30\%$ . Voor energienivo's waarvoor  $\Delta E \approx kT_e$  is  $\delta n_{saha} \approx 5/2 \cdot \delta T_e \approx 45\%$ .

De totale fout in de Sahadichtheid  $\Delta n_{saha}$  is minimaal 30% voor de hoogste waterstofnivo's en 35% voor de hoogste argonnivo's.

Hierdoor is tenslotte de relatieve waarschijnlijke fout in  $b_p$  40 à 50%.

## Hoofdstuk 4

# Resultaten

De indeling van dit hoofdstuk is als volgt: eerst worden de gemeten dichtheden van de nivo's in argon en waterstof gepresenteerd, daarna wordt de afhankelijkheid van de toegevoerde waterstoffractie beschouwd en tenslotte komen de bezettingsfactoren ter sprake.

Er is gemeten op vier posities in het plasma: voor, in en na de schok ( $z =$  respectievelijk 20, 40, 60 en 70 mm) met verschillende volumepercentages moleculair waterstof: 1.4, 2, 3, 4, 5 en 10 %. Onderstaande tabel geeft een volledig overzicht van de verrichte metingen:

$H_2$ [%]	20 mm	40 mm	60 mm	70 mm
0				x
0.7	x			
1.4	x	x	x	x
2	x	x	x	
3	x	x	x	x
4	x	x	x	
5				x
10	x	x	x	x

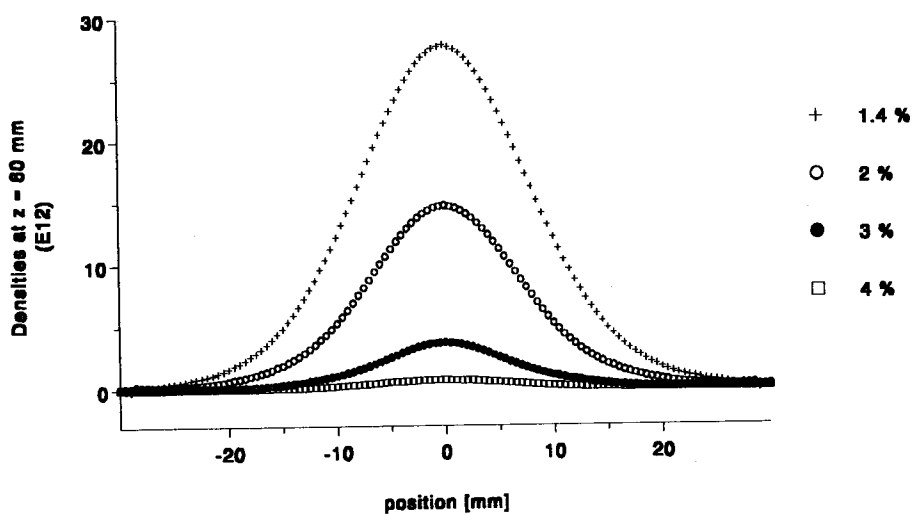
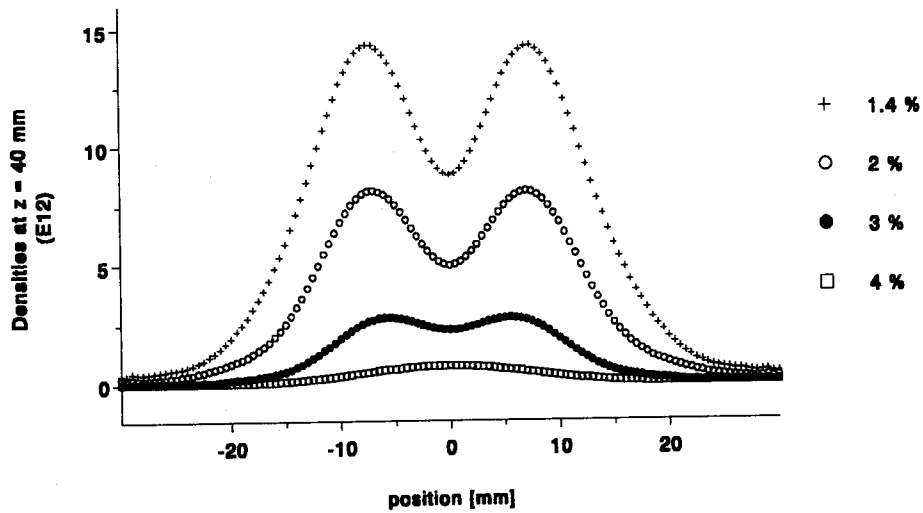
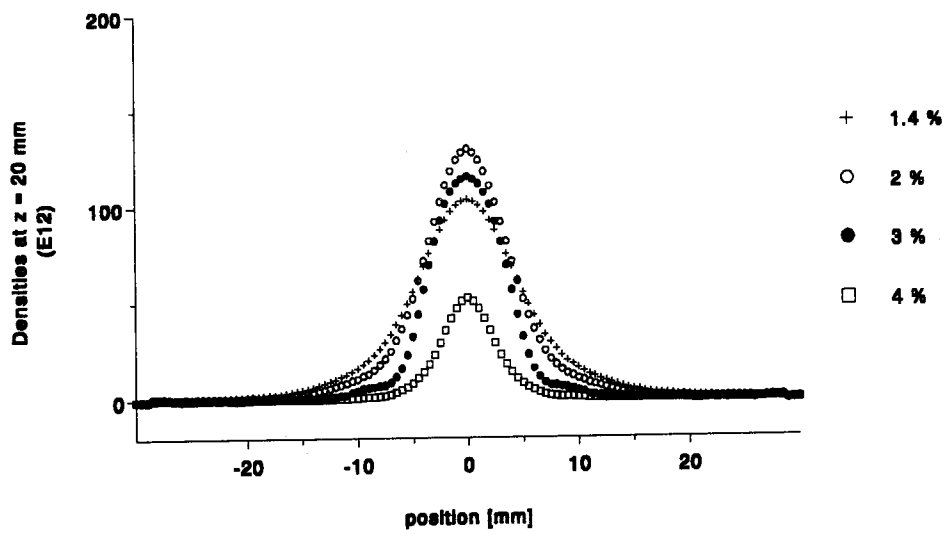
Een volledige meting aan één plasmaconditie van de set argon- en waterstoffijnen (zie paragraaf 1.2) duurt ongeveer 2.5 uur. Een overzicht van de programmatuur waarmee de meetresultaten zijn verwerkt, staat in appendix F van dit verslag.

### 4.1 Dichtheden en dichtheidsprofielen

De volgende pagina toont de dichtheidsprofielen van een sterke argonlijn (811.5 nm) op drie posities: 20, 40 en 60 mm en vier waterstofpercentages: 1.4, 2, 3 en 4 %. Appendix A toont de profielen voor de waterstoffijnen  $H_\alpha$  en  $H_\beta$ .



# Densities for $\lambda = 811.5 \text{ nm}$



De dichtheden vóór de schok ( $z = 20$  mm) zijn een factor 8 groter dan op 40 mm en een factor 3 groter dan op 60 mm, zie de profielen op pagina 22. Neemt de waterstofconcentratie toe dan neemt de bezetting in argon op alle posities af. Op 40 mm is het typische schokprofiel zichtbaar. Dit is te herkennen aan de 'dip' in de dichtheid op de as ( $r = 0$ ) in het expanderende plasma [7].

In de radiale profielen van waterstof op 40 mm is het schokprofiel gemeten in de lijnen  $H_\alpha$  en  $H_\beta$ , zie appendix A van dit verslag. De 'dip' is hierin wel zichtbaar maar minder sterk in vergelijking met argon. Hogere nivo's in waterstof tonen geen schokprofiel op 40 mm.

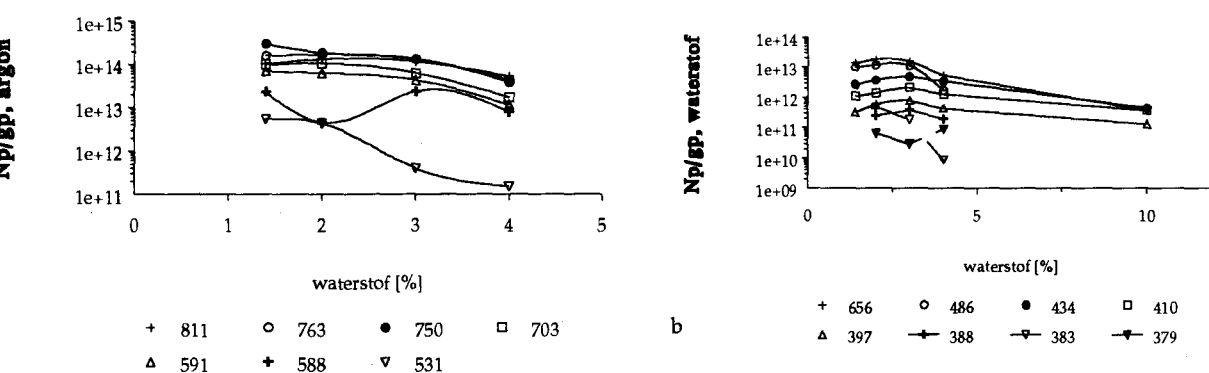
Neemt de  $H_2$ -fractie toe dan zien we het schokprofiel verzwakken.

Dit is te verklaren als we aannemen dat waterstof via de wand recirculeert in het plasma. Hierbij associeert atomair waterstof op de wand tot moleculair waterstof en komt terug in het plasma als molecule. Daardoor kan  $[Ar^+]$  in de expansie verminderen via dissociatieve recombinitie [6].

Vergelijken we de centraal op de as gemeten dichtheden van alle gemeten nivo's in argon en waterstof met elkaar, dan is dit overzichtelijk te doen in een Boltzmannplot. Hierin wordt de dichtheid per statistisch gewicht uitgezet tegen de ionisatie-energie van het nivo, zie appendix B.

De grafieken in appendix B zijn gerangschikt naar verschillende axiale posities. Elke figuur toont de metingen op een vaste positie in het plasma onder toenemend waterstofpercentage.

De metingen tonen dat de bezetting van de aangeslagen nivo's in argon afnemen onder toevoeging van waterstof. In de beschouwing van de dichtheden van de aangeslagen toestanden in waterstof als functie van de ionisatie-energie zien we geen monotone afname met het stijgen van de waterstofconcentratie zoals in argon wel het geval is. Dit wordt duidelijker als we de op de as gemeten dichtheden uitzetten tegen het toegevoerde waterstofpercentage in de boog, (zie figuur 4.1).



Figuur 4.1: De bezetting van verschillende argon- en waterstofnivo's onder invloed van de waterstofconcentratie. De dichtheid in vrijwel alle argonnivo's neemt af onder invloed van een hogere waterstoffractie. In de waterstofnivo's is een maximum zichtbaar bij 3 %.

Figuur 4.1 toont het verloop van de dichtheden in argon en in waterstof als functie van het waterstofpercentage. De dichtheden in argon dalen monotoon met toenemende waterstoffractie. Dit is aanvankelijk een zwakke daling maar voorbij 2 % sterker. Voor waterstof geldt dat de bezetting van de nivo's in eerste instantie toeneemt met hogere waterstoffractie tot een maximum bij 3 %. Is de waterstofconcentratie groter dan 3 % dan daalt zowel voor argon als

voor waterstof de bezetting in elk nivo monotoon. Dit effect is het duidelijkst waarneembaar op 20 mm van de boog. Op positie  $z = 40$  mm is dit maximum nog wel zichtbaar maar minder sterk. Op  $z = 60$  mm is het vrijwel afwezig.

Daarnaast tonen Thomson-Rayleigh metingen aan dat de electronendichtheid in het gebied tussen 20 en 70 mm na de boog een factor 1.5 daalt ten opzichte van puur argon. Ook de electronentemperatuur daalt in het plasma bij hogere waterstoffracties [6], [11].

## 4.2 Discussie

Bij de discussie van de resultaten gaan we ervan uit dat in de expansie de argonion-concentratie  $[Ar^+]$  gekoppeld is met de bezetting in argon  $Ar^*$  via driedeeltjes recombinitie:



De bezetting in de waterstofnivo's is bij electronentemperaturen lager dan 0.5 eV voornamelijk een combinatie van twee processen: driedeeltjes recombinitie van  $H^+$  op de plasma-as en dissociatieve recombinitie van argonionen en waterstofmoleculen aan de rand van het plasma [6], [23].



### Boogprocessen:

Allereerst beschouwen we de verandering van de processen in de boog onder invloed van waterstoffoever. We nemen aan dat de ionisatiegraad voor puur argon in de boog gelijk is aan 8 % en dat dit ook geldt voor kleine fracties waterstof ( $< 3\%$ ). Ook gaan we ervan uit dat voor lage  $H_2$ -percentages de deeltjesstroom uit de boog bestaat uit  $Ar$ ,  $H$ ,  $Ar^+$ ,  $H^+$  en  $e^-$ .

Bij hogere waterstofconcentraties zal de ionisatiegraad in de boog afnemen omdat eerst moleculair waterstof zal dissociëren (4.5 eV), vervolgens atomair waterstof ioniseren (13.595 eV) en tenslotte argon ioniseren (15.755 eV). We zien in figuur 4.1 een sterke daling in  $Ar^*$  bij waterstofconcentraties groter dan 2 %. Door reactie (4.1) is  $[Ar^+]$  gekoppeld met  $Ar^*$ . Dit betekent dus dat ook  $[Ar^+]$  sterk afneemt in hogere fracties waterstof dan 2 %.

De verhouding  $[Ar^+]/[H^+]$  in de boog kan worden berekend uit de verhouding van de Boltzmann vergelijkingen voor argon en waterstof [6]:

$$\frac{[Ar^+]}{[H^+]} = \frac{[Ar_0]}{[H_0]} \cdot \frac{g_{Ar^+}}{g_{Ar}} \cdot \frac{g_H}{g_{H^+}} \cdot \exp\left(\frac{13.6 - 15.8}{T_e}\right) \quad (4.4)$$

Met  $T_e$  in eV en  $[Ar_0]/[H_0]$  de atomaire volume verhouding tussen argon en waterstof (0.7 % moleculair waterstof komt overeen met 1.4 % atomair waterstof).

Bij 0.7 % waterstof en  $T_e \approx 1$  eV is hiermee  $[Ar^+] \approx 100/1.4 \cdot 12 \cdot 0.11 \approx 100 \cdot [H^+]$ . De bijdrage van waterstof aan de ionendichtheid is dan nog te verwaarlozen. Voor 2 % moleculair waterstof resulteert dit in een factor 50.

De meetcondities zijn zodanig dat de gasstroom constant 3.5 l per minuut is. Ook de boogstroom is gestabiliseerd op 45 A. Stijgt de waterstofconcentratie van 0 tot 10 % dan stijgt de voedingsspanning van 80 tot 100 V. De vermogenstoever naar de boog neemt dus

met 25 % toe. Hierdoor zou men een extra ionisatie verwachten. Toevoeging van waterstof vermindert echter de ionisatie in de boog. Dit is mogelijk doordat bij meer waterstof het geleidingskanaal in de boog kleiner wordt omdat de ionisatieverliezen aan de wand toenemen.

#### *Daling in $n_e$ :*

In een expanderend plasma neemt de electronendichtheid na de schokpositie in axiale richting af. Reden hiervoor is voornamelijk de expansie van het plasma, [7]. De afname van  $n_e$  op een vaste positie in het expanderende plasma ten gevolge van een verhoogde  $H_2$ -fractie kan voor een belangrijk deel een gevolg zijn van de ambipolaire diffusie van electronen en  $H^+$ -ionen in het argonplasma. De electronen zijn het meest beweeglijk en zullen door dichtheidsgradiënten in  $n_e$  naar de wand diffunderen. Dit veroorzaakt het ambipolaire veld dat meewerkt voor de diffusie van ionen naar de wand en de diffusie van de electronen tegenwerkt. Waterstof is 40 keer lichter dan argon en heeft daardoor een  $\sqrt{40}$  keer grotere (thermische) beweeglijkheid dan argon. Waterstofionen zullen hierdoor sneller naar de wand diffunderen dan argonionen. Dit veroorzaakt een daling in de electronendichtheid op de as van de plasmabundel in het vat.

Bovendien is  $n_e$  ook afhankelijk van de mate waarin de driedeeltjes recombinitie van argonionen plaatsvindt, zie vergelijking (4.1). De electronentemperatuur speelt een belangrijke rol in het verlies van  $n_e$  door driedeeltjes recombinitie:

$$\frac{dN_e}{dt} = -K_{3rec}n_e^3. \quad (4.5)$$

Voor  $T_e < 3000$  K is de driedeeltjes-recombinitie-coëfficiënt  $K_{3rec} \approx 1.1 \cdot 10^{-20} T_e^{-9/2} \text{ m}^6 \text{ s}^{-1}$  [7].

#### *Afname in $Ar^+$ :*

De afname van  $Ar^+$  bij toenemende waterstoffractie is te verklaren als we aannemen dat in de expansie van een puur argonplasma en voor lage percentages waterstof de bezetting van een excitatienivo in argon  $Ar^*$  hoofdzakelijk wordt bepaald door reactie (4.1), de driedeeltjesrecombinitie van argonionen.

Ladings-overdracht-processen spelen een rol in de bezetting van  $Ar^+$  bij hogere concentraties waterstof, zie (4.2) en (4.3) hieronder. Daar in een puur argonplasma en ook bij lage percentages waterstof ( $< 3$  %) geldt dat  $[A^+] \approx [e^-]$ , betekent dit dat een verminderde bezetting in  $Ar^*$  een gevolg is van een afname in de argoniondichtheid en de electronendichtheid.

Op posities waar  $T_e$  lager is (b.v.  $z = 20$  mm), is de recombinitie groter, want de driedeeltjes recombinitie is sterk temperatuur afhankelijk ( $\sim T_e^{-9/2}$ ). De ionisatieverliezen en de bezetting van de aangeslagen toestanden in argon en waterstof zijn dan groter, zie reactie (4.1). Dit zien we ook terug in de sterke bezetting van de 4p nivo's in argon op 20 mm (zie pagina 22), en in de dichtheid van  $n = 3$  en  $n = 4$  in waterstof op 20 mm (zie appendix A).

Daarnaast zijn ook de bostingsexcitatie en -deëxcitatie van belang voor de bevolking van aangeslagen toestanden. Excitatie via deze processen vermindert ook onder toevoeging van waterstof omdat de electronendichtheid en -temperatuur afneemt bij een hogere waterstoffractie [11].

Afname in de bezetting ten gevolge van convectie kunnen buiten beschouwing worden gelaten. Als we namelijk afschatten dat de stroming 2000 m/s is, in het begin van de expansie, dan vervalt een nivo met  $A = 10^6 \text{ s}^{-1}$  binnen 2 mm.

*Verloop van  $H^+$ :*

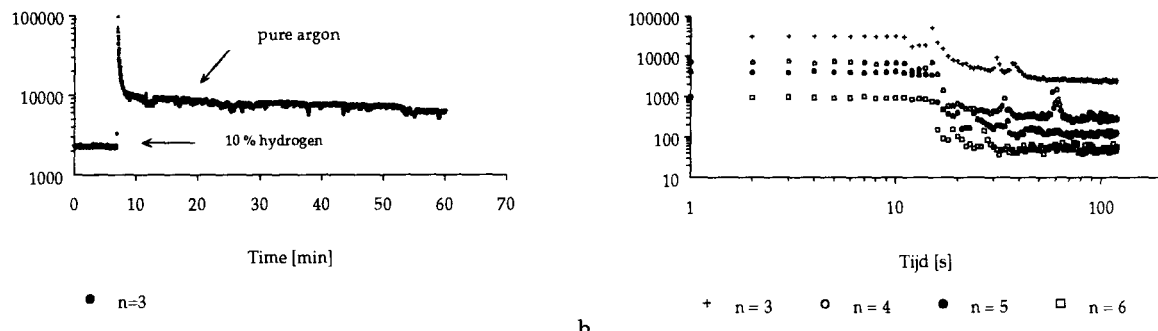
Voor de verklaring van het maximum in de bezetting van de waterstofnivo's gaan we uit van reacties (4.2) en (4.3)

De bezetting in waterstof wordt ook bepaald door de reactie tussen vibrationeel aangeslagen waterstof moleculen en waterstof ionen. De bijdrage van deze reactie aan ionisatieverliezen in het expanderende plasma vereist hoge vibrationele aanslag van de  $H_2$ -moleculen en kan worden verwaarloosd [6].

We gaan weer uit van de processen in de boog. Onder toevoeging van een laag waterstofpercentage ( $< 3\%$ ) nemen we aan dat de ionisatiegraad niet veel verandert en ook de argoniondichtheid onveranderd blijft. De hoeveelheid molecuulair-waterstof in de expansie neemt echter toe zodat reacties (4.2) en (4.3) sterker worden en de dichtheid in  $H^*$  meetbaar toeneemt.

Wordt de waterstoffractie nog hoger ( $> 3\%$ ), dan ontstaan er substantieel minder argonionen waardoor er via bovenstaande reacties minder  $H^*$  gevormd kan worden.

Bovenstaande verklaring wordt ondersteund door de observatie van het feit dat de  $H_\alpha$  lijn sterker is in een puur argonplasma dan bij een 10 % waterstof/argon mengsel, zie figuur 4.2 a en b. Gedurende een uur is er op één vaste positie naar het plasma 'gekeken' en wel naar de  $H_\alpha$  lijn. Tijdens de eerste paar minuten is de fractie waterstof 10 %. De scherpe piek in figuur 4.2 a markeert het tijdstip waar de waterstoftoevoer werd uitgeschakeld. In figuur 4.2 b is hetzelfde gemeten voor hoger aangeslagen toestanden in waterstof voor een mengsel van 3 % waterstof. Door de tijdas logaritmisch te schalen is het uitschakeltijdstip 'vergroot'.



Figuur 4.2: a: De invloed van het uitschakelen van de waterstoftoevoer op de sterkte van de lijn  $H_\alpha$  in een puur argonplasma als functie van de tijd. b: Uitvergroting van het uitschakeltijdstip. Tevens metingen voor de  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  en  $H_\delta$  lijnen.

Bij een 10 % waterstofplasma is de argonionconcentratie sterk verminderd ten opzichte van een puur argonplasma. Dit blijkt uit vergelijking (4.4) en uit de metingen: het 4p' nivo (696.5 nm in emissie) is een sterke argonlijn in een puur argonplasma, maar bij 10 % is de straling van dit nivo nauwelijks nog te onderscheiden van continuüm straling en/of donkerstroom. Uit de reacties tussen argon en waterstof (4.2) en (4.3), volgt dat dan ook de excitatie in waterstof  $H^*$  laag is. Het uitschakelen van de waterstoftoevoer heeft tot gevolg dat in de boog alleen argon ioniseert zodat  $[Ar^+]$  sterk toeneemt, waardoor ook  $H^*$  kan toenemen. De benodigde waterstofmoleculen voor deze reactie worden geleverd door desorptie van geadsorbeerd waterstof in de wanden van het vat. De zakke helling in figuur

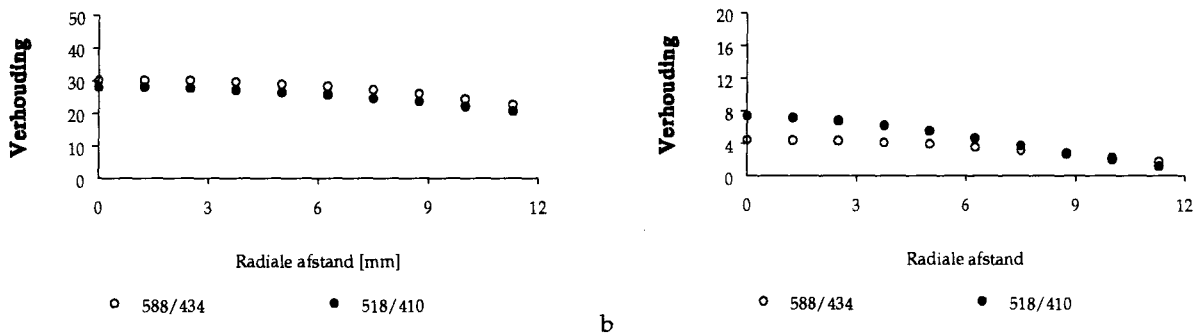
4.2 a geeft aan dat het desorptieproces traag verloopt. Als er gemeten moet worden met een vat waarvan de wanden vrij zijn van waterstof is het noodzakelijk het vat enkele uren of zelfs enkele dagen te verwarmen of 'uit te stoken'.

### 4.3 Ionconcentratie verhouding

In het expanderende plasma is de concentratieverhouding tussen argon- en waterstofionen te bepalen met de Sahavergelijkingen voor argon en waterstof. Aangenomen wordt dan dat de bezetting van de te vergelijken nivo's ten opzichte van de Sahabezetting gelijk zijn:  $b_p(Ar^*) = b_p(H^*)$ . Hiervoor is het noodzakelijk twee hoog aangeslagen nivo's in argon en waterstof te kiezen die in Saha-evenwicht zijn met hun continuüm. Bovendien moet het verschil tussen de ionisatie-energie van de twee nivo's zo klein mogelijk zijn zodat de invloed van de temperatuur in de exponentiële factor van de Sahavergelijking (1.9) gering is. Het quotiënt van de Sahavergelijkingen voor het argonnivo en het waterstofnivo geeft de verhouding [6]:

$$\frac{[Ar]^+}{[H]^+} = \frac{(n_p/g_p)_{Ar}}{(n_p/g_p)_H} \cdot \frac{u_{Ar}^+}{u_H^+} \exp\left(-\frac{E_{i,Ar} - E_{i,H}}{kT_e}\right), \quad (4.6)$$

waarin  $u_{Ar}^+$  en  $u_H^+$  de partitiefuncties voor het argon- en waterstofion zijn [7]. Figuur 4.3 toont als voorbeeld twee ionconcentratieverhoudingen voor waterstoffracties van 1.4 en 3 %. Hierin is op positie  $z = 70$  mm de berekening voor twee argonlijnen (588 en 518 nm) en twee



Figuur 4.3: Ionconcentraties voor twee waterstoffracties op  $z = 70$  mm. Links: 1.4 % waterstof en rechts: 3 % waterstof.

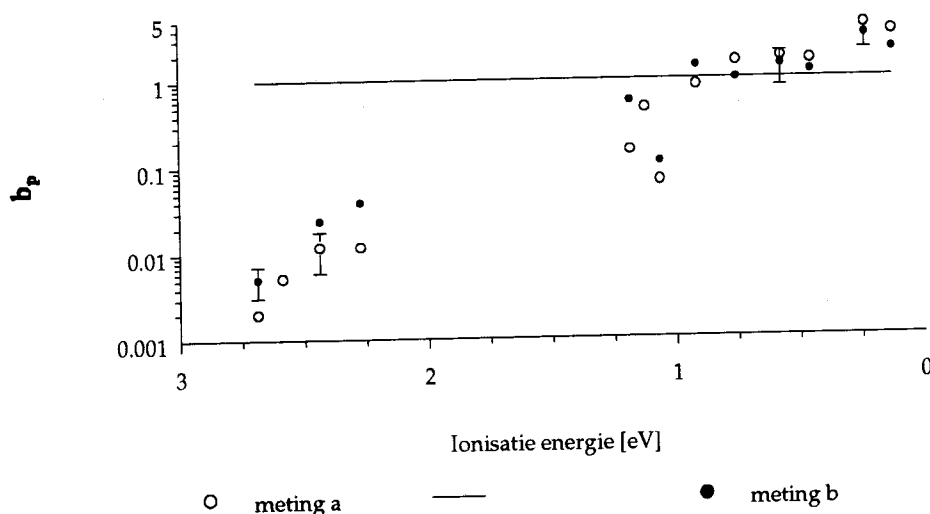
waterstofflijnen (434 en 410 nm) uitgevoerd. Voor het paar 588/434 is het verschil in ionisatie-energie kleiner dan voor het paar 518/410. Voor dit laatste paar is echter de ionisatie-energie kleiner.

Bij 1.4 %  $H_2$  is de concentratie argonionen 30 keer groter dan de concentratie waterstofionen. Bij 3 %  $H_2$  is dit al afgenomen tot een factor 4 à 8. Nemen we aan dat voor het plasma enkelvoudige ionisatie en quasineutraliteit geldig zijn dan geldt de relatie:  $[Ar^+] + [H^+] = [n_e]$ . Als  $[n_e]$  bekend is, is hiermee  $[H^+]$  te berekenen. Voor lage percentages waterstof ( $< 1$  %) nemen we voor argon  $[e^-] \approx [Ar^+]$ .

## 4.4 Onderbezetting

De gemeten dichtheden van de excitatienivo's kunnen worden gerelateerd aan de bezetting van het nivo volgens de Sahavergelijking (1.9) om zo de onder- of overbezettingsfactor  $b_p$  te krijgen. Voor een puur argonplasma is de Sahavergelijking te berekenen als  $T_e$  en  $n_e$  bekend zijn. Hiervoor wordt gebruik gemaakt van de Thomson-Rayleigh metingen van De Ven [11] en Van Beek [13]. Wordt er aan een mengsel van argon en waterstof gemeten dan is naast informatie over  $T_e$  en  $n_e$  ook de ionconcentratie van waterstof nodig om de Sahavergelijking te kunnen oplossen, zie vorige paragraaf.

In figuur 4.4 zijn de resultaten van de bezettingsfactoren voor een puur argonplasma op  $z = 70$  mm weergegeven. Het betreft twee metingen aan argon op twee verschillende tijdstippen. Tussen deze metingen is er opnieuw uitglijnd, opnieuw geijkt en een nieuwe photomultiplier geïnstalleerd, zie ook paragraaf 3.4.



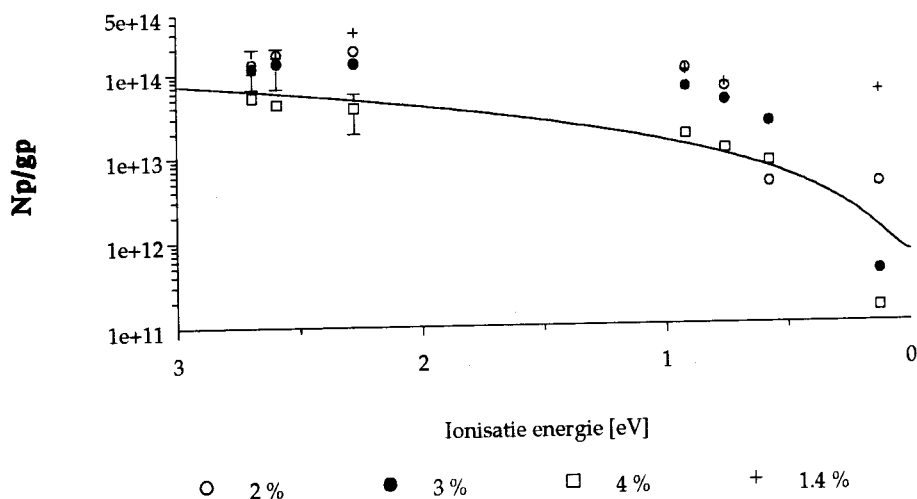
Figuur 4.4: Bezettingsfactoren van argon op  $z = 70$  mm in een puur argonplasma. De meetcondities en -posities zijn identiek in beide metingen.  $T_e = 3000$  K,  $n_e = 3.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

De resultaten van de twee metingen zijn vergelijkbaar, dit betekent dat de intensiteitsmetingen goed (binnen de meetfouten) reproduceerbaar en betrouwbaar zijn. Het feit dat de hoogste nivo's een overbezetting geven ten opzichte van 'Saha' is een gevolg van een te lage electronendichtheid of te hoge electronentemperatuur.

Thomson-Rayleigh metingen geven  $T_e$  en  $n_e$  tot 2 %  $H_2$  [13], [11]. Voor hogere percentages waterstof zijn er geen meetgegevens van Thomson-Rayleigh metingen. In dit regiem wordt een botsings-stralingsmodel gebruikt om informatie over  $T_e$  en  $n_e$  te krijgen, [21]. In deze methode wordt het model 'gefit' door de gemeten dichtheden in argon. Dit model geeft de bezetting van een bepaald argonnivo als functie van de ionisatie-energie bij een waarde van  $T_e$  en  $n_e$ :

$$\frac{n_p}{g_p} = \left( \left( \frac{E_i}{kT_e} \right)^{3/2} + 1 \right) \cdot C \frac{n_e^2}{(kT_e)^{3/2}} \quad (4.7)$$

Voor argon is  $C = 2.76 \cdot 10^{-29}$  als  $kT_e$  is gegeven in eV en  $n_e$  in  $\text{m}^{-3}$ . In figuur 4.5 staat als voorbeeld een modelfit door argondichtheden bij 4 %  $H_2$ .



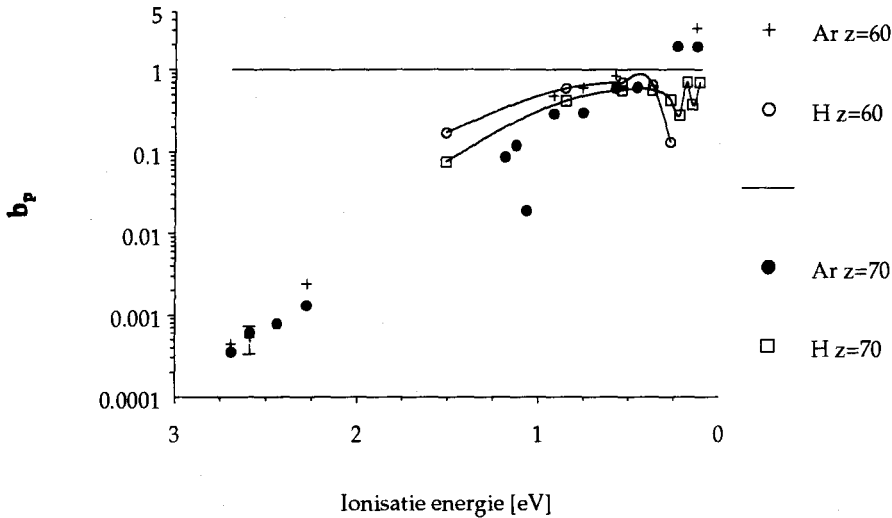
Figuur 4.5: Beste fit van het model door de dichtheden in argon voor 4 %  $H_2$ . Met als resultaat  $n_e = 3.2 \cdot 10^{19} m^{-3}$ ,  $T_e = 1600 K$

De voor de Sahavergelijking gebruikte electronendichtheden en -temperaturen op verschillende axiale posities en plasmacondities zijn getabelleerd in onderstaande tabel:

	$z = 20 \text{ mm}$	$z = 40 \text{ mm}$	$z = 60/70 \text{ mm}$	bron
0% $H_2$				
$T_e [K]$	2000	2800	3000	[13]
	1800	2100	3100	[11]
$n_e [m^{-3}]$	4e19	3.3e19	4.7e19	[13]
	3.9e19	3.0e19	3.4e19	[11]
1.4% $H_2$				
$T_e [K]$	1500	2400	2500	[13]
	2000	1700	2500	[11]
$n_e [m^{-3}]$	2.9e19	2.2e19	3.0e19	[13]
	2.2e19	2.2e19	3.1e19	[11]
2% $H_2$				
$T_e [K]$	1800	2300	2500	[11]
$n_e [m^{-3}]$	1.25e19	1.1e19	1.2e19	[11]
3% $H_2$				
$T_e [K]$	1400	1900	1600	BS-model
$n_e [m^{-3}]$	4.5e19	1.1e19	5.5e18	BS-model
4% $H_2$				
$T_e [K]$	1600	1900	2100	BS-model
$n_e [m^{-3}]$	3.2e19	5.5e18	6.3e18	BS-model



In figuur 4.6 is het resultaat weergegeven van de bezettingsfactoren  $b_p$  voor argon en waterstof in een 1.4 %  $H_2/Ar$ -plasma op posities  $z = 60$  en  $z = 70$  mm. De resultaten van de  $b_p$ -waarden op de andere posities met verhoogde waterstofpercentages zijn opgenomen in appendix C van dit verslag.



Figuur 4.6: De bezettingsfactoren van argon en waterstof in een argonplasma met 1.4 % waterstof.  $T_e = 2500$  K,  $n_e = 3 \cdot 10^{19} m^{-3}$ .

Voor de hoogste nivo's zijn de  $b_p$ -waarden van argon ongeveer 2 à 3. Dit resultaat ligt de meetfout van de theoretisch verwachte waarde van 1.

De  $b_p$ -waarden van waterstof liggen hoger dan die van argon en we zien een maximum in de  $b_p$ -kurven voor het nivo  $n = 6$ . Door de onzekerheid in de concentratie van de waterstofionen is de verticale positie van de  $b_p$ -kurve van waterstof onzeker. De kromming van de kurve en de positie van het maximum op  $n = 6$  is niet afhankelijk van  $[H^+]$ .

Dit maximum is eerder gemeten bij Van Beek [13]. Zij opperde toen de mogelijkheid dat de afname in  $b_p$  bij de hogere aangeslagen toestanden in waterstof te maken kon hebben met een eventuele Starkverbreding in de waterstoflijnen. We hebben in paragraaf 1.2 gezien dat de lijnbreedte smaller is dan het apparaatprofiel van de monochromator. Het Starkeffect heeft dus nog geen negatieve invloed op de metingen en kan de daling in de hoogste nivo's van waterstof niet verklaren.

Het maximum in  $n = 6$  voor waterstof kan een gevolg zijn van een instroom door de excitatieruimte op nivo  $n = 6$ . We verwachten dan dat de daling in de hogere nivo's doorzet met een afhankelijkheid van  $\sim p^{-6}$ , zie paragraaf 1.1.

Figuur 4.6 toont metingen van waterstofnivo's tot  $n = 13$ . In tegenstelling tot een verdere daling tonen de metingen een fluctuatie rond  $b_p = 1$  voor  $z = 70$  mm.

Hierbij moet wel opgemerkt worden dat de fout in de metingen van de hoog aangeslagen toestanden in waterstof sterk toeneemt: Met de gemeten plasmacondities (lage druk en geen magneetveld) is de (zwakke) intensiteit van de hoog aangeslagen toestanden nauwelijks te onderscheiden van continuümstraling en donkerstroom. Voor sterke lijnen is de fout circa 50 %, zie paragraaf 3.4. De fout in de zwakke lijnen is een factor 2 à 3.

## Hoofdstuk 5

# Conclusies

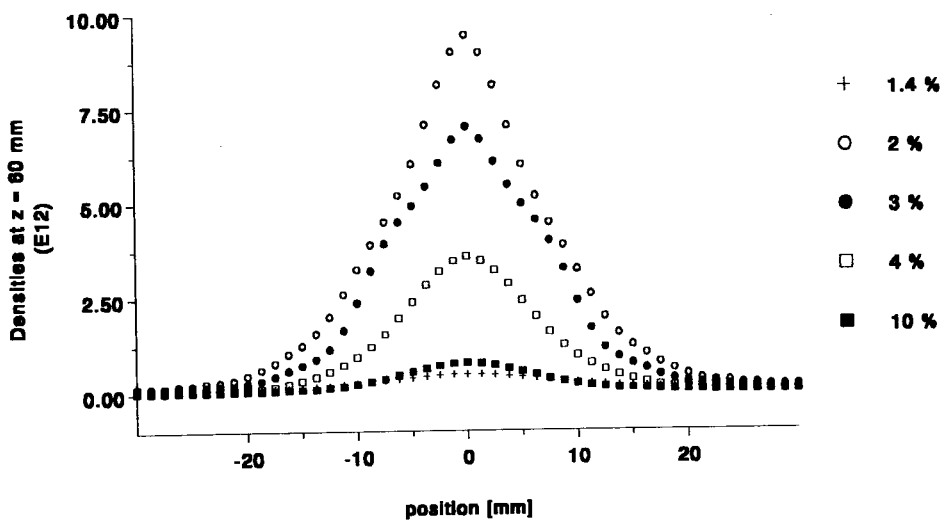
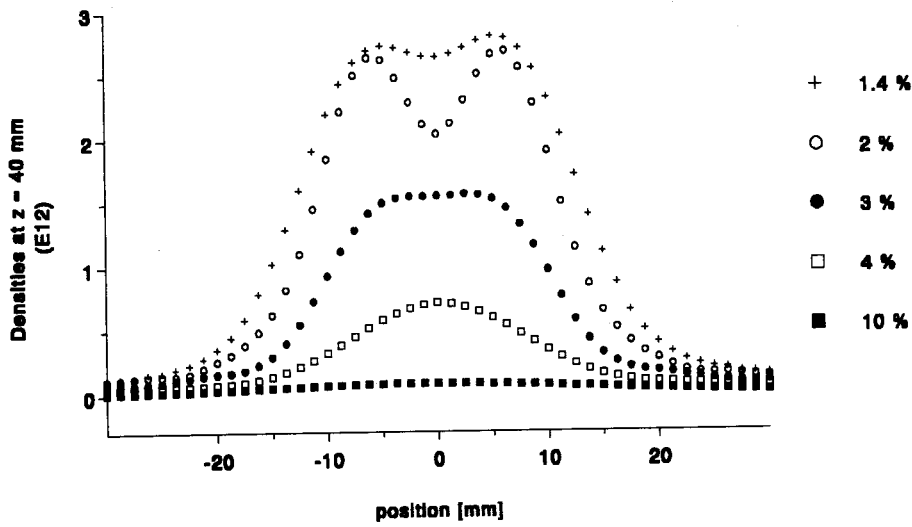
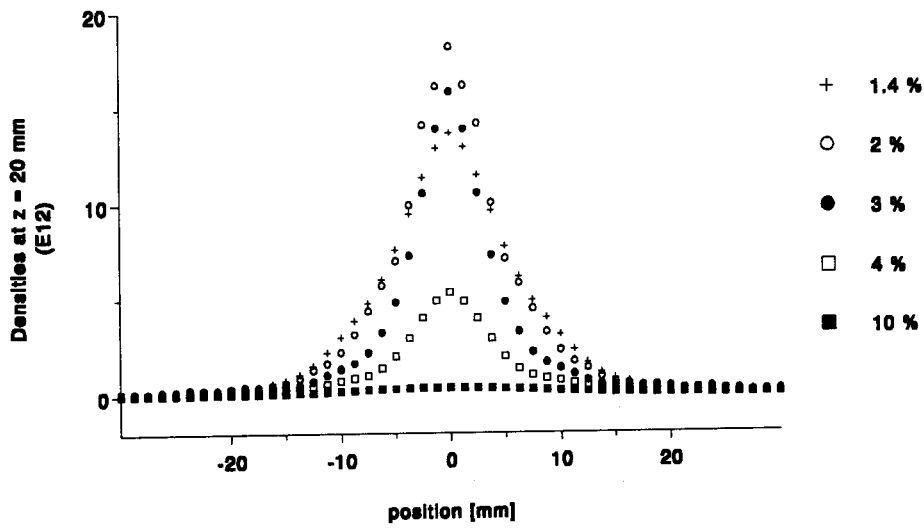
- Door de modernisering van de meetapparatuur en -programmatuur kan er efficiënter, sneller en flexibeler worden gemeten.
- De uitlijning van de optische tak in de diagnostiek opstelling kan sterk worden vereenvoudigd als een fiber wordt gebruikt voor de lichttransmissie vanaf de pinhole tot op de intreespleet van de monochromator.
- De ijkprocedure kan worden vereenvoudigd en versneld indien het de bandlamp voor het ijkken buiten het vat kan worden geplaatst. Hiervoor hoeft het vat dan niet open en kan er 'snel even' tussendoor worden geijkt. Daarnaast is het misschien mogelijk te rekenen met een constante transmissie-afhankelijkheid van de hoek van de roterende spiegel zodat er alleen nog op één centrale positie hoeft te worden gecalibreerd.
- Als er waterstof in de boog wordt toegevoerd is er een instabiliteit van het plasma waarneembaar. Dit vindt al plaats bij lage concentraties ( $< 1\%$ ). Dit geeft aan dat het plasma in de boog verandert onder toevoeging van lage fracties waterstof.
- Het Starkeffect heeft nog geen versturende invloed op verbreding van de gemeten waterstoflijnen. De waterstoflijnen zijn alle nog smaller dan het apparaatprofiel van de monochromator.
- De profielen van argon op 40 mm representeren alle het typische 'schokprofiel'. Verhogen van het waterstofpercentage doet dit profiel verzwakken.
- De bezetting in argon neemt af onder toenemende waterstoffractie. Dit geldt voor elk gemeten nivo's op iedere gemeten posities.
- In waterstof is er voor alle nivo's een maximum in de bezetting bij 3 %. Dit is het sterkst gemeten op 20 mm van het uiteinde van de boog.
- Argon/waterstof plasma's met fracties moleculair waterstof hoger dan 5 % zijn vrijwel volledig waterstof gedomineerd.
- Er zit veel geadsorbeerd waterstof in de wanden van het vat. Als er gewerkt moet worden met een schoon vat, dan is het noodzakelijk het vat enkele uren, misschien enkele dagen te verwarmen of uit te stoken.

- Absolute-lijnintensiteitsmetingen zijn goed reproduceerbaar, ook met een andere uitlijning, ijking en photomultiplier zijn de resultaten binnen de foutemarges.
- In de  $b_p$ -factor van waterstof zit veelal een maximum bij nivo  $n = 6$ . Dit is eerder gemeten in metingen tot nivo  $n = 7$  [13]. In de beschreven metingen is tot nivo  $n = 13$  gemeten, een verdere daling in de hogere nivo's is niet gevonden.
- Vervolgonderzoek zou erop gericht kunnen zijn om extra waterstof toe te voeren in het vat en niet in de boog. Hierdoor blijft de argonboog gehandhaafd en is de invloed van waterstof op het expanderende argonplasma te bestuderen zonder dat de boog verandert.

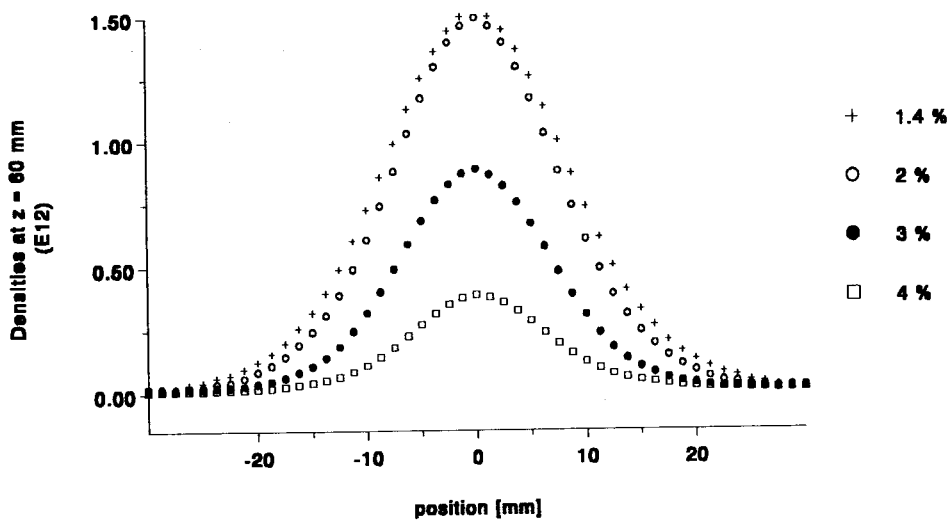
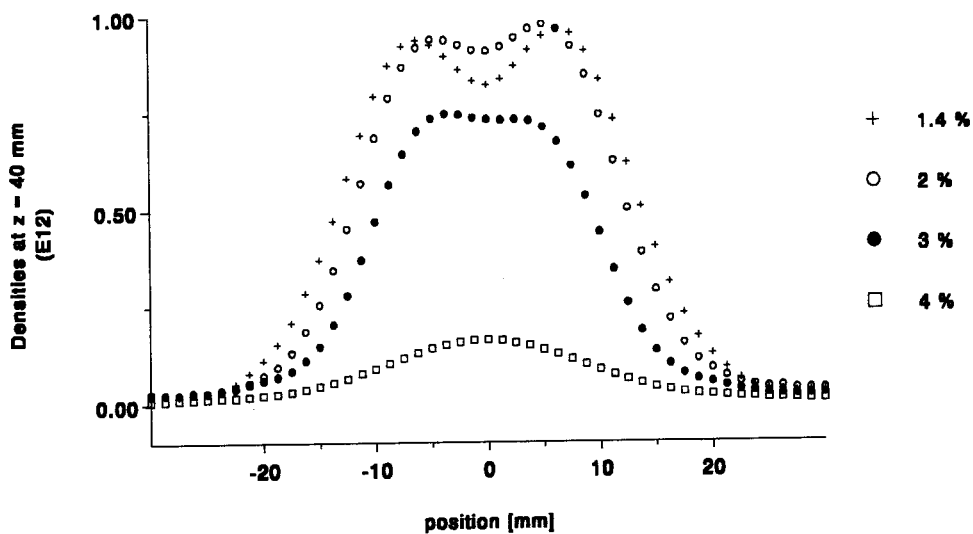
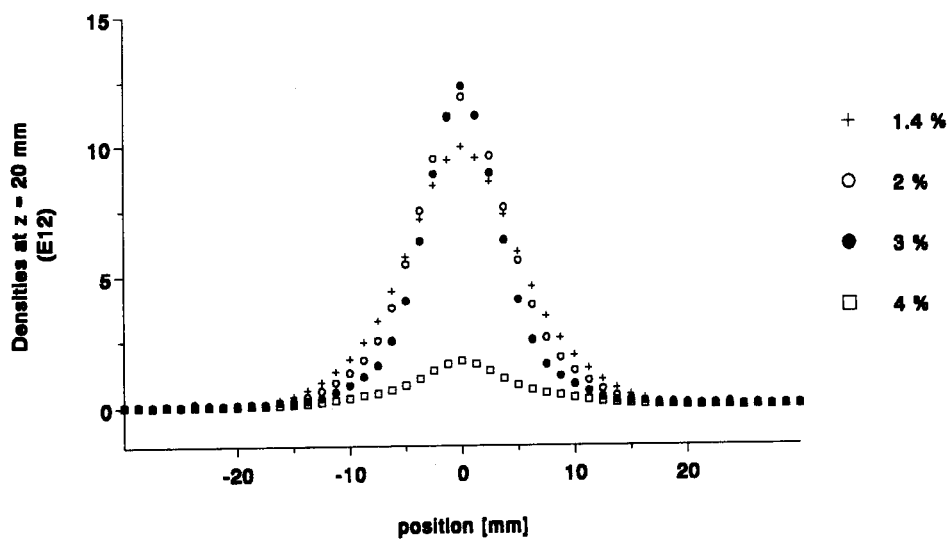
## Bijlage A

### Dichtheidsprofielen van $H_\alpha$ en $H_\beta$

# Densities for $\lambda = 656.3 \text{ nm}$



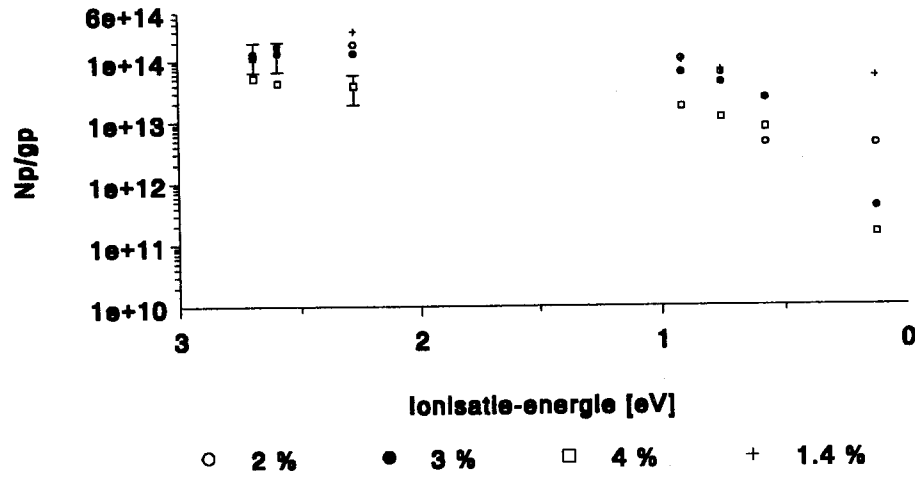
# Densities for $\lambda = 486.1 \text{ nm}$



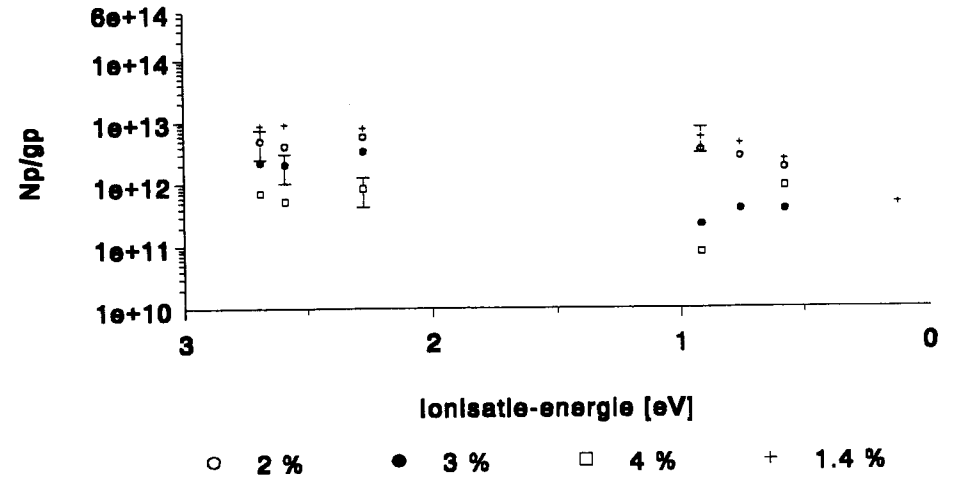
**Bijlage B**

**Resultaten Dichtheden**

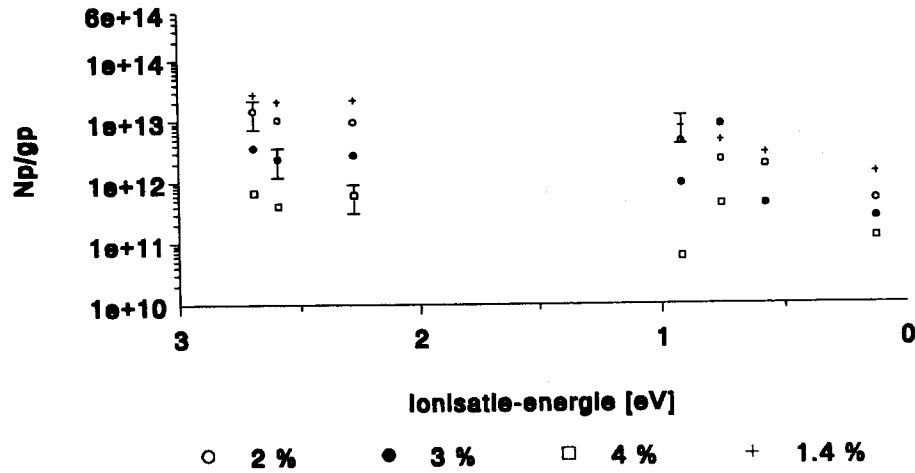
**Np/gp Argon, z = 20 mm**



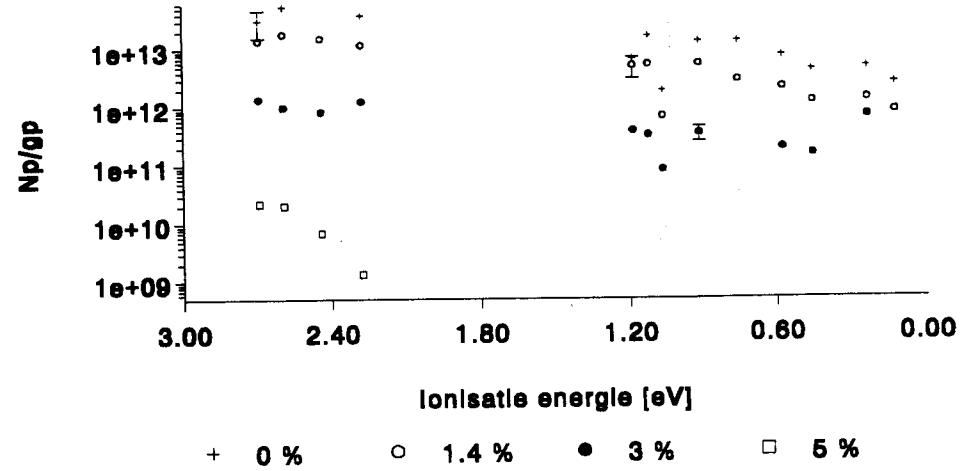
**Np/gp Argon, z = 40 mm**



**Np/gp Argon, z = 60 mm**

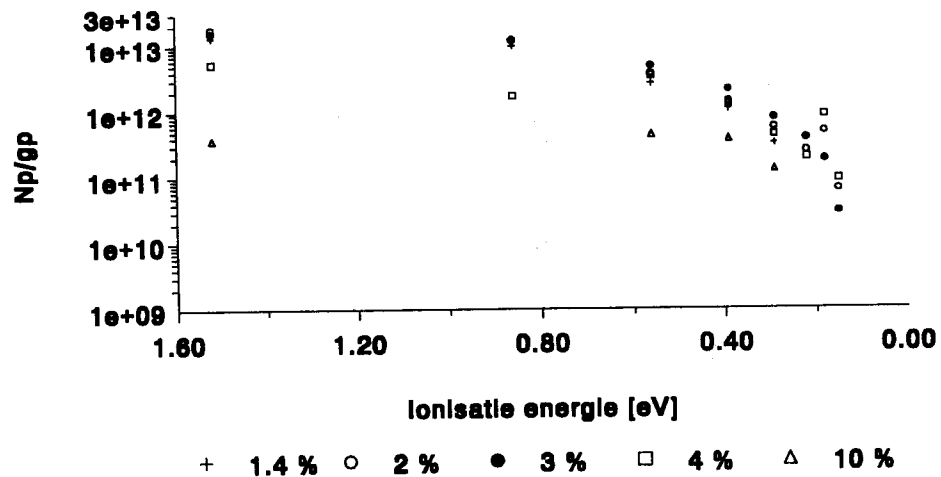


**Np/gp argon, z = 70 mm**

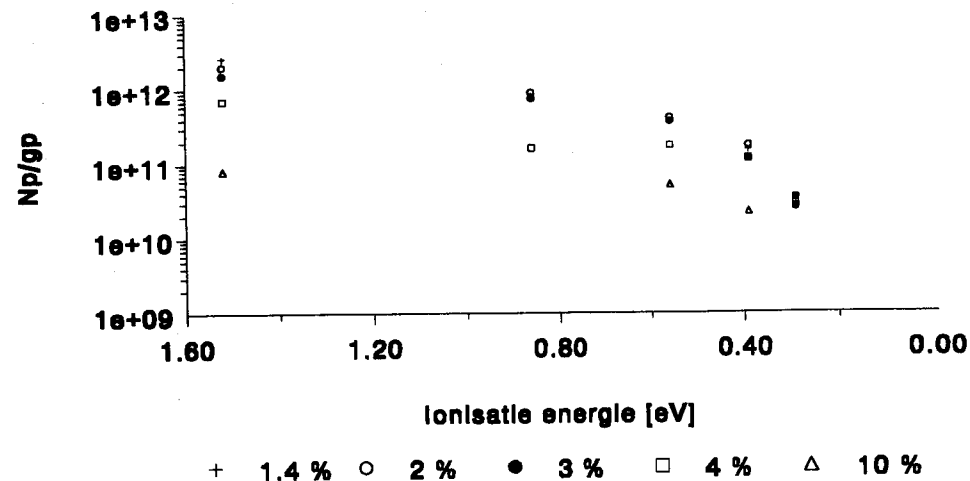




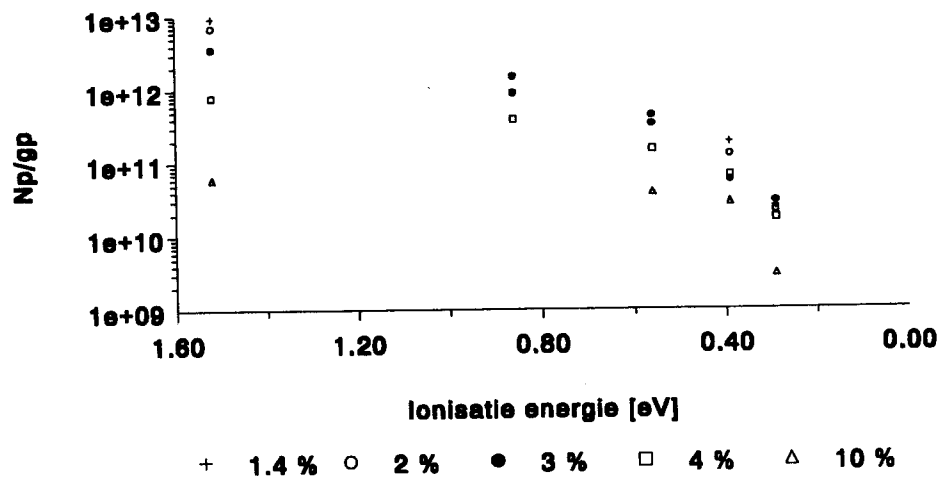
**Np/gp Waterstof, z = 20 mm**



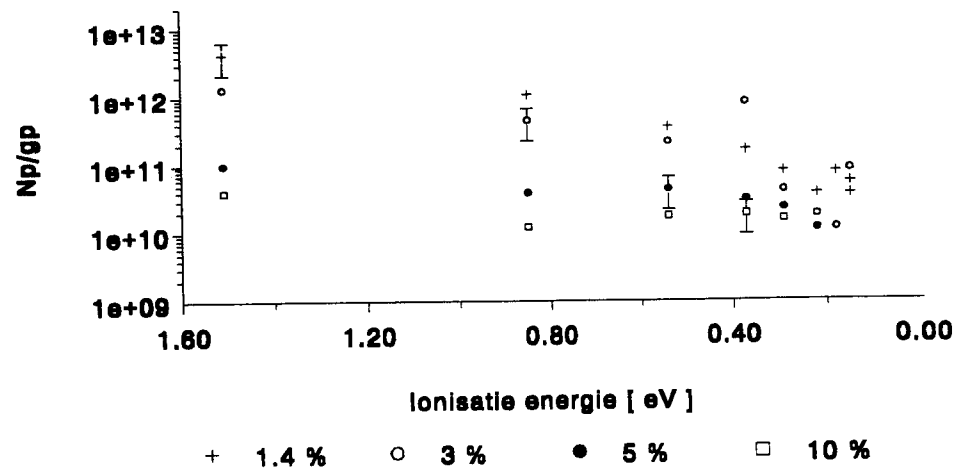
**Np/gp Waterstof, z = 40 mm**



**Np/gp Waterstof, z = 60 mm**



**Np/gp Waterstof, z = 70 mm**

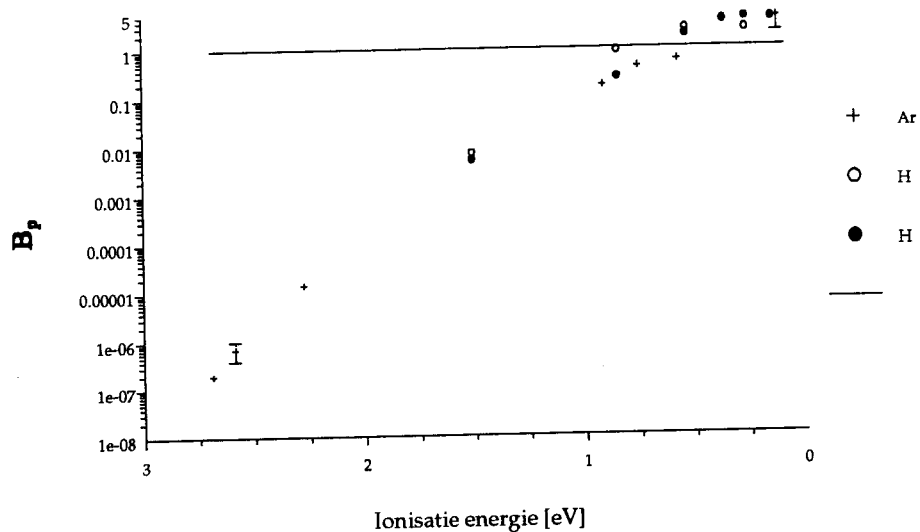


**Bijlage C**

# **Resultaten Overbezetting**

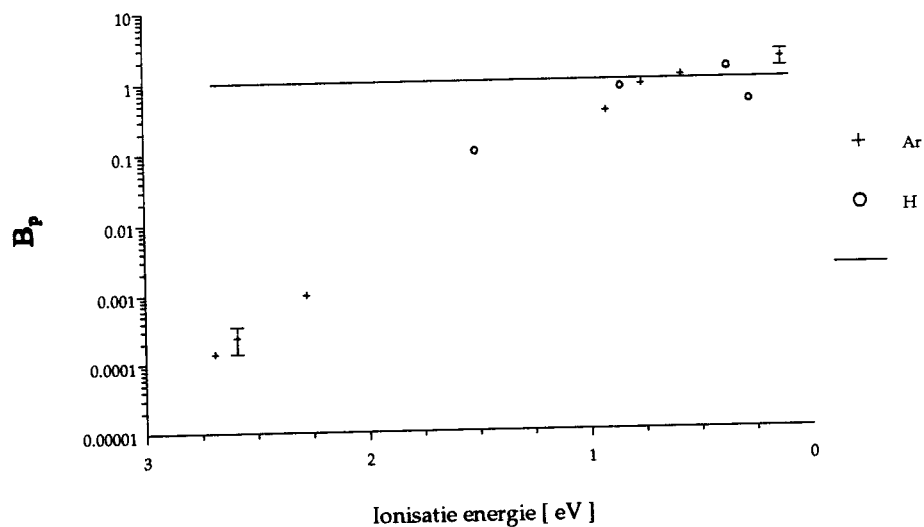
Te=1300 K, ne=2.9e19

z = 20 mm, 1.4 % H2



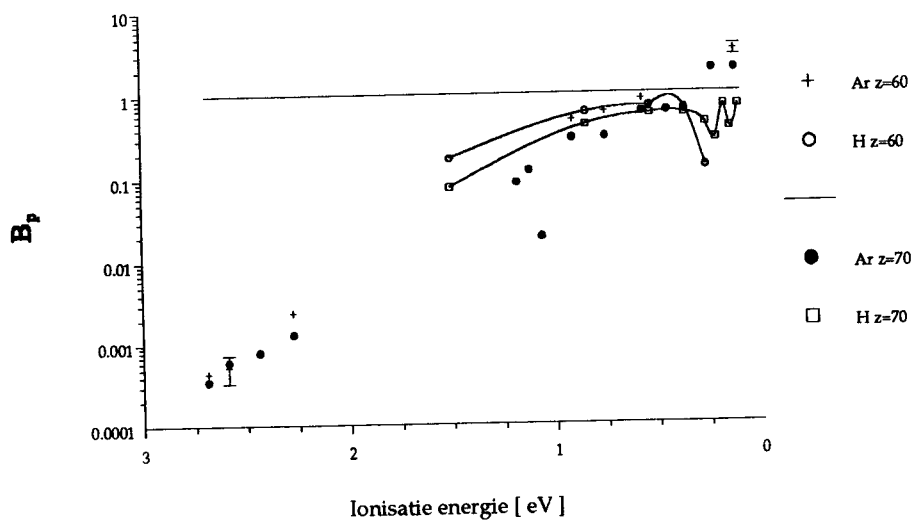
Te=2400 K, ne=2.2e19

z = 40 mm, 1.4 % H2



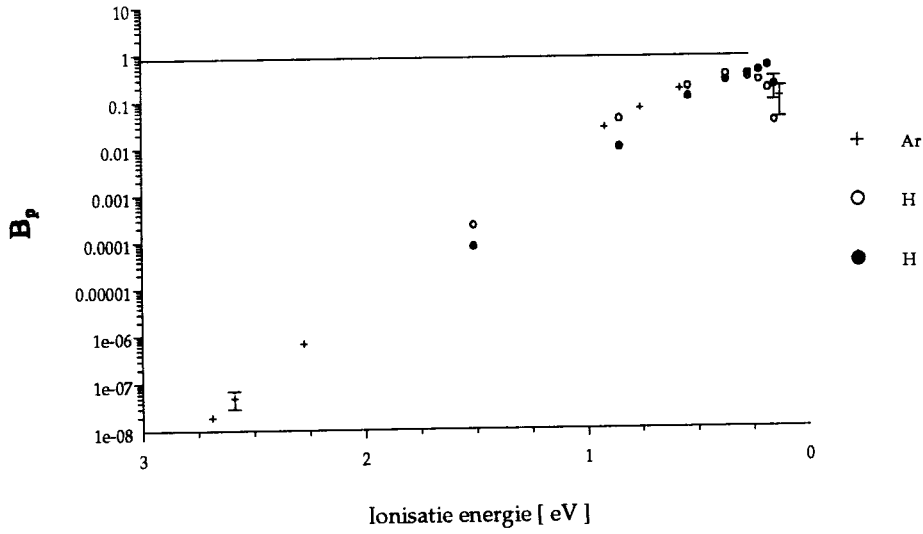
Te=2500 K, ne=3e19

z = 60/70 mm, 1.4 % H2

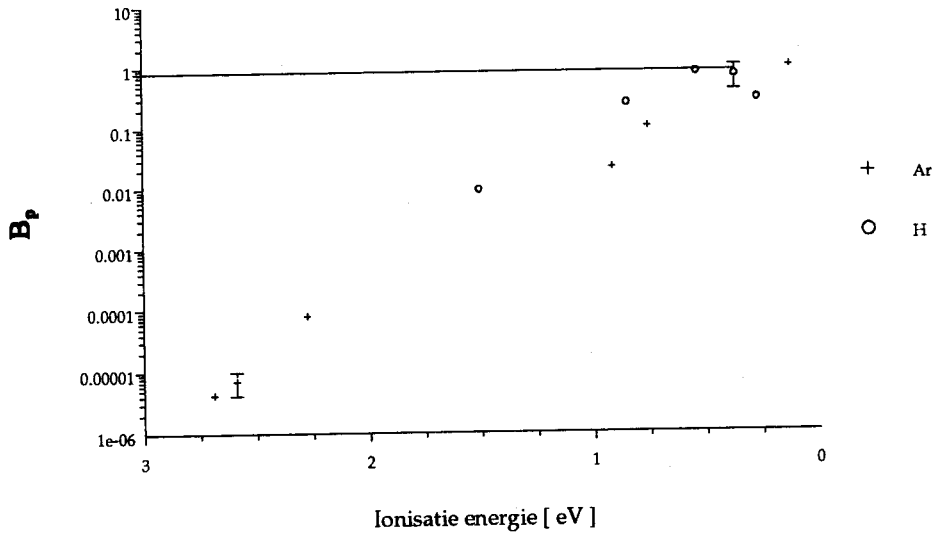




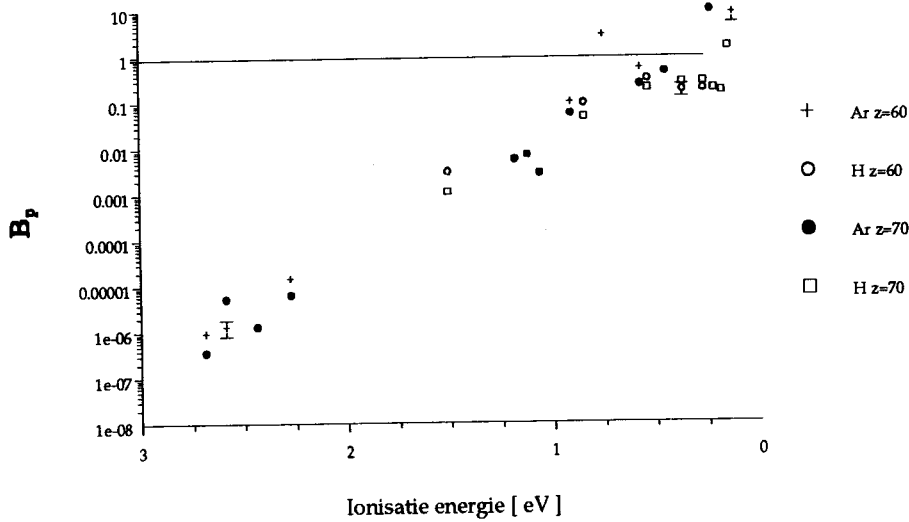
Te=1400 K, ne=4.5e19  
z = 20 mm, 3 % H2



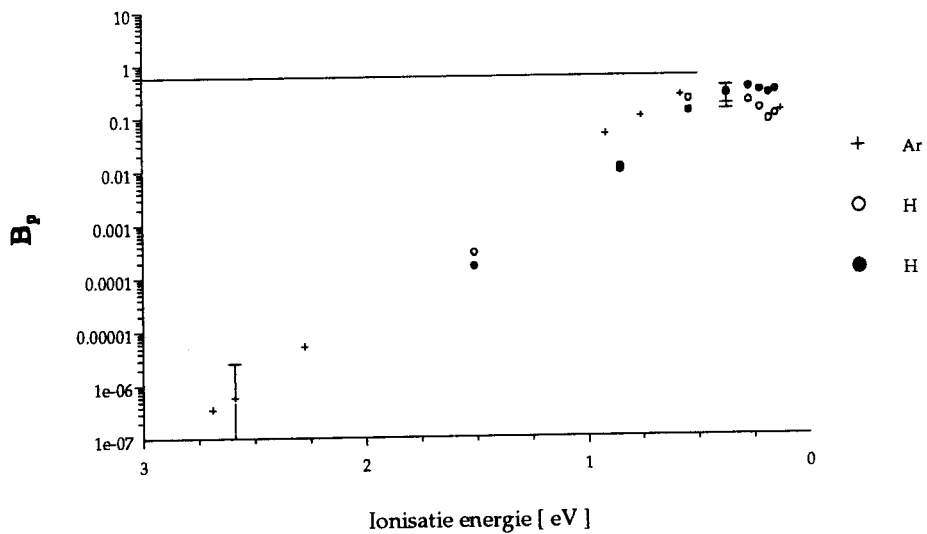
Te=1900 K, ne=1e19  
z = 40 mm, 3 % H2



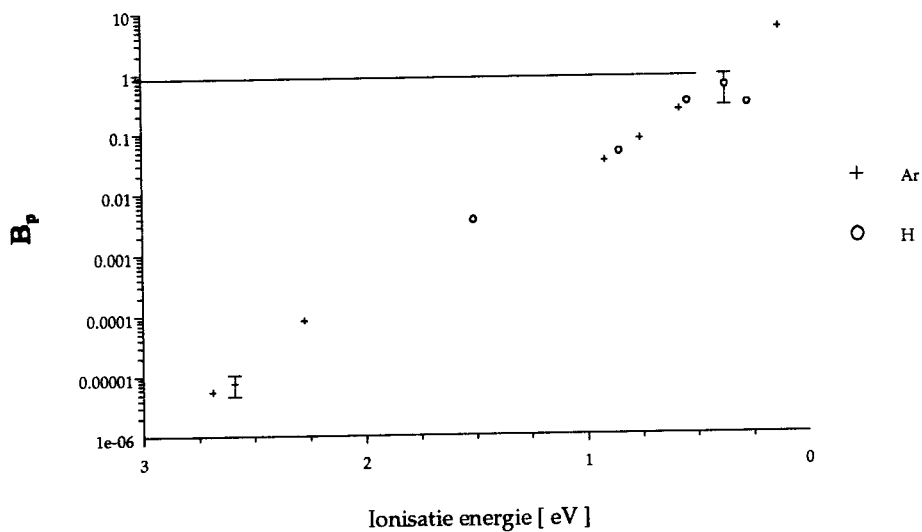
Te=1600 K, ne=5.5e18  
z = 60 mm, 3 % H2



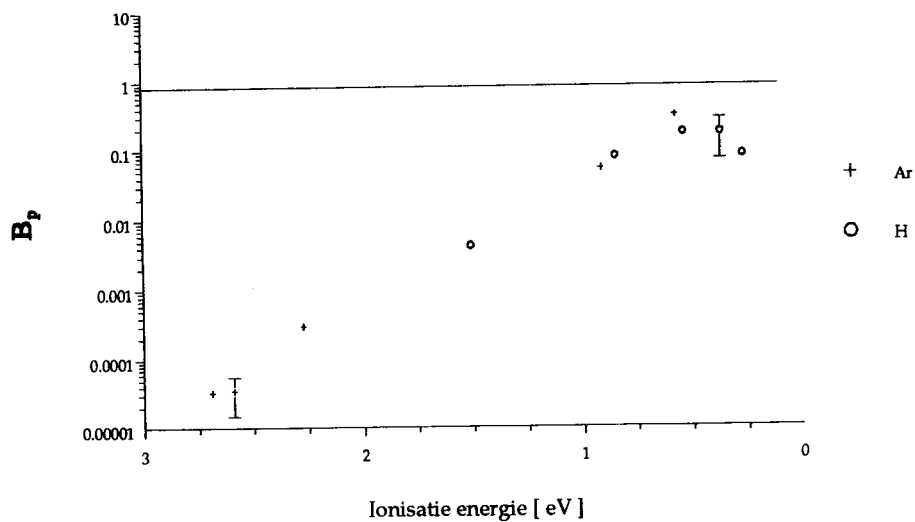
Te=1600 K, ne=3.2e19  
z = 20 mm, 4 % H2



Te=1900 K, ne=5.5e18  
z = 40 mm, 4 % H2



Te=2100 K, ne=6.3e18  
z = 60 mm, 4 % H2



## Bijlage D

# Bandlamp Temperatuur

De calibratie wordt uitgevoerd met behulp van een wolframbandlamp waarvan de intensiteit als functie van temperatuur en golflengte bekend is [22]. De lamp wordt ingesteld op een bepaalde stroom en hierop gestabiliseerd. Bij de lamp is een ijkrapport toegevoegd waarin het verband tussen stroom door de band en radiantietemperatuur van de band is weergegeven in de vorm 6 coëfficiënten van een 6<sup>e</sup> orde polynoom fit door de ijkmetingen. Hiermee kan dan van iedere ingestelde stroom de radiantietemperatuur worden berekend.

De emissiefactoren van de bandlampen zijn getabelleerd naar golflengte en waretemperatuur. De omrekening van radiantietemperatuur  $T_{rad}$  naar waretemperatuur  $T_{waar}$  kan via

$$T_{rad} = 0.92 \cdot \epsilon \cdot T_{waar}, \quad (D.1)$$

waarin 0.92 de transmissie van het quartzglas in de lamp is, en  $\epsilon$  de emissiefactor voor wolfram.

In deze appendix wordt een kort programma gegeven om vanuit een waretemperatuur de radiantietemperatuur te berekenen. Zo kan dan met behulp van de ijktable van de lamp de juiste stroom ingesteld worden.

Het voordeel van deze methode is dat slechts één interpolatie van emissiefactoren nodig is. Interpolatie naar tussenliggende golflengten. Wordt de stroom zo ingesteld dat de corresponderende waretemperatuur niet is getabelleerd, dan is ook interpolatie naar temperatuur noodzakelijk.

Met het volgende programma is op de getabelleerde waretemperaturen uitgerekend wat de in stellen stroom is door Osram bandlamp WI17/G. Het programma maakt een file 'T-tabel.dat' waarin de ware temperatuur (in Kelvin) naast de radiantie (in Kelvin) en lampstroom (ampères) staat.

In de uitvoering van de calibratie wordt de HeNe-laser gebruikt om de positie van de draaibare spiegel zo in te stellen dat de bandlamp in het centrum van het vat is te plaatsen en het midden van de lamp kan worden afgebeeld op de pinhole en intreespleet.

Door de spiegel wordt op 9 verschillende posities te draaien en steeds het centrum van de lamp af te beelden op de intreespleet wordt de ijkcurve verkregen waaruit de transmissie van het optische systeem volgt.

De verrichte calibraties staan alle genoteerd in het logboek.

## D.1 Progammatekst NEWTRAD.PAS

```

program radiant;
{$N+}
uses
  crt;
const
  c   = 2.9979e8;      { m/s }
  h   = 6.6262e-34;   { Js }
  k   = 1.3807e-23;   { J/K }
  m   = 9.1095e-31;   { kg }
  q   = 1.6022e-19;   { C }

  c1  = 1.1910e-16;
  c2  = 1.4387e-2;

var
  a      : char;
  f      : text;
  i, j   : integer;
  coef   : array [ 0..3 ] of real;
  emisi, waves,
  I_p, N_e, T_e,
  I_bb_Twaar, I_bb_Trad, L,
  T_waar, I_tung_Twaar,
  T_rad,
  S, T, Ro : real;
  x, y     : extended;

function lampcurrent ( TT : real ): real;

{ Lampcurrent berekent in te stellen stroom door Osram bandlamp WI17/G,
  aan de hand van polynoomcoefficienten uit het ijkrapport 723.0307
  om een radiantie temperatuur TT te krijgen.
  Bij gebruik van andere bandlamp ANDERE COEFFICIENTEN GEBRUIKEN!}

begin
  TT := TT - 273.15;          { correctie voor Kelvin --> Celsius
                             polynoom is in graden Celsius en
                             T_rad in Kelvin}

  x := (2 * TT - 3500) / 900;
  lampcurrent := 10.76728 +
    x * ( 3.9964 +
    x * ( 0.50877 +
    x * ( -0.059373 +
    x * ( -0.004146 +
    x * ( -0.00641155 ))));

end;

begin
  { initialiseren van emissie-coefficienten }

coef [ 0 ] := 0.448738;
coef [ 1 ] := 0.000027;
coef [ 2 ] := -2.202381e-8;
coef [ 3 ] := 3.472222e-12;

  clrscr;
  assign ( f, 'T_tabel.dat' );
  rewrite ( f );

```



```

writeln ( f, 'T_waar [K] T_rad [K] Lamp [A]');
writeln ( 'Geef T_waar, [K]: ' );
readln ( T_waar );

repeat
  T_waar := T_waar + 50;
  L := 657e-9;
  waves := sqr ( L ) * sqr ( L ) * L;

  I_bb_Twaar := c1 / waves * 1 / ( exp ( c2 / ( L * T_waar ) ) -1 ); {Planck}

  T := T_waar;
  emisi := coef [ 0 ] + T * ( coef [ 1 ] +
    T * ( coef [ 2 ] +
    T * coef [ 3 ] ) );

  I_tung_Twaar := I_bb_Twaar * 0.92 * emisi;
  I_bb_Trad := I_tung_Twaar;
  writeln ( I_bb_Twaar );

  T_rad := c2 / L * 1 / ln ( c1 / ( I_bb_Trad * waves ) + 1 );
  writeln ( f, round ( T_waar ), ' ', T_rad:6:1, ' ', lampcurrent ( T_rad ):6:3 );
until T_waar > 3199;
close ( f );
end.

```

## Bijlage E

# Installatie van de kaarten

Deze appendix beschrijft de installatie van de Timer/Counter kaart (T/C) en de Input/Output kaart (I/O) in de PC-486. Een uitgebreid overzicht van alle mogelijkheden is in de user's manual van iedere kaart te lezen. In de programmalistings is ook commentaar toegevoegd op de plaatsen waar dit verduidelijkend werkt.

Het is zeer wel mogelijk dat er nog meer gebruik gemaakt wordt van deze kaarten, of dat instellingen worden gewijzigd in de toekomst. Wellicht kan de informatie in deze appendix er toe bijdragen dat dat gemakkelijk en snel gebeurt.

Bij eventuele wijzigingen moet er op veel dingen gelet worden; het belangrijkste daarvan is wel dat DE COMPUTER UIT MOET STAAN als de kaarten worden verwijderd.

Eerst wordt het gebruik van de I/O kaart uitgelegd, daarna de komt de timer/counter ter sprake. In de uitleg wordt regelmatig gerefereerd naar figuren of tabellen uit de 'users manual' van de kaarten.

### E.1 Input / Output kaart, PCL 720

De I/O-kaart heeft 5 connectoren, voor input en output 5 en voor de timers 1, zie figuur 1 op pagina 6. connector 1 en 3 bevat elk 16 output poorten en connector 2 en 4 elk 16 input poorten. Zie de manual voor de positie van de connectoren op de kaart. De kaart heeft dus 32 kanalen voor digitale input signalen en 32 voor digitale output. Ook zijn er 3 programmeerbare counters op deze kaart aanwezig. Voor het countergedeelte wordt in het meetprogramma echter een aparte kaart gebruikt, de PCL 830. Zie hiervoor de volgende paragraaf.

Nadat de kaart in een vrije slot is geplaatst, is met behulp van dipswitches het basisadres van de kaart in te stellen.

**Het basisadres van de I/O-kaart is via dipswitches ingesteld op \$2A0.**

De poorten van de connectoren worden via een flatcable verbonden met een kastje op de computer. Dit kastje dient als overgang tussen de flatcables van de computer en de coaxkabels naar de meetopstelling. Van de I/O kaart zijn de eerste 6 data-output poorten doorverbonden met I/O CHANNEL 1 tot en met 3, zie het front gedeelte van het kastje. I/O CHANNEL 1 gaat naar de stappenmotor van de monochromator en I/O 2 naar de draaibare spiegel. I/O 3 tot en met 8 is vrij.

## E.2 Timer / Counter Card, PCL 830

Deze kaart heeft 2 chips, elke chip bevat 5 timer / counters hiervan zijn er 4 in gebruik. Daarnaast zijn er 4 connectoren. De eerste 2 voor chip 1 en 2. Connector 3 heeft 16 digitale output poorten en connector 4 nog 16 digitale input. De kaart heeft 10 onafhankelijke 16 bits up / down counters. De tijdbases zijn instelbaar van 1 MHz tot 10 Hz steeds met een factor 10 te veranderen, en daarnaast nog met een 'divider' deelbaar door een geheel getal onder de 16. Ook zijn er mogelijkheden voor interrupt programmering en BCD counting, zie ook hiervoor weer de manual.

**Het basisadres van de Timer/Counter-kaart is via dipswitches ingesteld op \$240.**

Van deze kaart zijn de eerste 5 counters met hun source verbonden met COUNTER 1 tot en met 5 van het kastje.

Vier counters worden gebruikt om pulsen te tellen. Hiervoor dient counter 1 als gate counter en geeft een gedefinieerde tijdbasis aan de andere counters. Counter 2 en 3 tellen de pulsen, met dien verstande dat counter 2 de inkomende pulsen telt en counter 3 de de overflow van counter 2. Een 16 bits counter kan namelijk slechts tot 65536 tellen, door nu counter twee met drie in serie te plaatsen kan tot  $65536 * 65536$  geteld worden. Effectief worden de pulsen zo met een 32 bits counter geteld. Counter 4 wordt gebruikt als 'stopwatch'. Dit is om te controleren of effectieve meettijd inderdaad gelijk is aan de ingestelde meettijd.

De counters zijn op de volgende manier aan elkaar geschakeld: De output van counter 1 is verbonden met de 'gate' ingangen van counters 2 en 3. counter 1 en 4 zijn niet verbonden aan hun gate. En de output van counter 2 met de source van counter 3. Bovendien is de output van counter 1, dus het gate signaal, verbonden met een digitale input poort van de I/O kaart. Dit is nodig om de computer tijdig het signaal te laten geven de meting te starten en lang genoeg te laten wachten alvorens de meting te stoppen.

Hieronder staan de programma's beschreven die de kaarten aansturen. Het programma 'STAPMTR.PAS' stuurt via de I/O kaart de stappenmotoren voor de monochromator en de draaibare spiegel aan. Het programma 'TWOCNTRS.PAS' telt de digitale input pulsen van counter 2 met twee gekoppelde counters zodat maximaal  $65536 * 65536$  pulsen geteld kunnen worden.

Deze teksten zijn zelfstandig werkende programma's om de kaarten aan te sturen. Op relevante plaatsen is er ter verduidelijking van de werking uitgebreid commentaar toegevoegd.

In het hoofdprogramma zijn aan de hand van deze programma's units opgenomen. Deze zijn korter dan de hier opgenomen programma's, maar de werking is identiek.





## E.4 twocntrs.pas

```

{
  PROGRAMMA UITLEG
  .....
```

Dit programma gebruikt 3 counters om pulsen te tellen.  
Counter 1 is de gatecounter voor counter 2 en 3.  
Counter 2 is de meetcounter, het externe signaal komt binnen  
in source 2.  
Counter 3 telt de overflow van counter 2 en zodoende kunnen  
counters samen tot 65536 \* 65536 tellen.

Bij de timer counter kaart pcl830 zijn diverse voorbeeld  
programma's meegeleverd. Door deze aan te passen aan onze specifieke  
eisen is dit programma tot stand gekomen.  
In het hoofdprogramma voor de metingen is dit programma als  
een unit opgenomen, het ziet er dus iets anders uit, maar de  
werking blijft hetzelfde.

De counters kunnen direkt geprogrammeerd worden via het mastermode  
register. Ook kan gebruik gemaakt worden van functies op de  
kaart die het mastermode register programmeren. Dit programma  
maakt gebruik van de laatste optie. Boven iedere gebruikte  
functie staat: ----- functie nummer -----, met verduidelijkende  
uitleg

```

}

program twocounters;

uses crt, dos;

const io = $2A0;                { base address of I/O card }

var
  dio      : array[0..10] of word;
  int_dat  : array[0..16] of integer;
  err      : array[0..1] of integer;
  ct       : array[1..6] of word;
  flank, i : integer;           { flank is used for trigger level }
  t1, t2   : real;

{$L 830TPF}
{$F+}

procedure pcl830 ( func      : integer;
                  var dio    : word;
                  var err    : integer ); external;

  { procedure is the interface to the Timer / Counter card }

procedure err_msg ( err_fun  : integer );

  { give relevant error message }

BEGIN
  textbackground(BLACK); textcolor(YELLOW); gotoxy(10,24);

```

```

writeln('Error in FUNCTION ', err_fun:3, ' Error type : ',err[0]:3);
END;

procedure do_exm;

    { initialize each counter and counter hold register }

var keyin, func,
    counter, err_flg,i : integer;
    ch
        : char;
BEGIN
    {----- FUNCTION 0 -----}
    err[0] := 0;           { initialize timer/counter card }
    func:=0;
    dio[0] := $240;       { base address of Timer Counter card }
    dio[1] := 10;         { frequency output divider ratio }
    dio[2] := 15;         { frequency source 15 = 100 Hz }
    pcl830(func,dio[0],err[0]);
    if ( err[0] <> 0 )     { after each call check for errors }
    then                  { if occurred }
        BEGIN
            err_msg(0);
            exit;
        END;

    {----- FUNCTION 1 ----- }
    { Now initialize each counter mode register using FUNCTION 1 }
    func := 1;
    dio[0] := 1; { counter 1 is used as gate counter }
    dio[1] := 0; { 0 = no gating }
    dio[2] := 0; { 0 = count on positive edge, 1 = count on negative edge }
    dio[3] := 14; { count source selection 14 = 1 kHz }
    dio[4] := 0; { 0 = disable special gate, 1 = enable special gate }
    dio[5] := 0; { 0 = reload form load register/ 1=reload from load or hold }
    dio[6] := 1; { 0 = count once, 1 = count repetitively }
    dio[7] := 0; { 0 = binary count, 1 = bcd count }
    dio[8] := 0; { 0 = count down, 1 = count up }
    dio[9] := 2; { 1 = active high terminal count pulse, 5=active low.. }
    pcl830(func,dio[0],err[0]);
    if ( err[0] <> 0 )
    then
        BEGIN
            err_msg(1);
            exit;
        END;

    { ----- FUNCTION 3 ----- }
    { load counter load register }

    func := 3;
    dio[0] := 1;           { 1 = counter 1 }
    dio[1] := 1000;        { input 1000 is to be counted down }
    pcl830(func,dio[0],err[0]);
    if ( err[0] <> 0 )
    then
        BEGIN
            err_msg(3);
            exit;
        END;

```

```

{ ----- FUNCTION 1 ----- }
      { initialize counter 2 }

func := 1;
dio[0] := 2; { counter 2 }
dio[1] := 4; { 0=no gating/5=active low level gate N }
           { 4 = active high level gate N }
           { 6 = active high edge gate N, 7 = act. low edge g. N }
dio[2] := 0; { 0=count on positive edge/ 1= count on negative edge}
dio[3] := 2; { count source selection 2=counter 2}
dio[4] := 0; { 0=disable special gate/ 1=enable special gate}
dio[5] := 0; { 0=reload form load register/ 1=reload from load or hold }
dio[6] := 1; { 0=count once/ 1=count repetitively }
dio[7] := 0; { 0=binary count/1=bcd count }
dio[8] := 1; { 0=count down/ 1= count up }
dio[9] := 1; { 1=active high terminal count pulse, 5=active low.. }
pcl830(func,dio[0],err[0]);
if ( err[0] <> 0 )
then
  BEGIN
    err_msg(1);
    exit;
  END;
{----- FUNCTION 1 ----- }
      { initialize counter 3 }

func := 1;
dio[0] := 3; { counter 3 }
dio[1] := 4; { 0 = no gating, 5 = active low level gate N/6= active high }
dio[2] := 0; { 0 = count on positive edge, 1 = count on negative edge }
dio[3] := 3; { count source selection 3 = source 3 }
dio[4] := 0; { 0 = disable special gate, 1 = enable special gate }
dio[5] := 0; { 0 = reload form load register, 1 = reload from load or hold }
dio[6] := 1; { 0 = count once, 1 = count repetitively }
dio[7] := 0; { 0 = binary count, 1 = bcd count }
dio[8] := 1; { 0 = count down, 1 = count up }
dio[9] := 2; { 1 = active high terminal count pulse, 5=active low.. */ }
pcl830(func,dio[0],err[0]);
if ( err[0] <> 0 )
then
  BEGIN
    err_msg(1);
    exit;
  END;
{----- FUNCTION 2 ----- }
      { disarm all counter }

func := 2;
dio[0] := 6; { disarm counter }
dio[1] := 0; { counter select, enable }
dio[2] := 1;
dio[3] := 1;
dio[4] := 0;
dio[5] := 0;
pcl830(func,dio[0],err[0]);
if ( err[0] <> 0 )
then
  BEGIN
    err_msg(2);
    exit;

```



```

    END;
{----- FUNCTION 3 -----*/}
    { set zero to load register }

func := 3;
dio[0] := 2;           { counter 2 }
dio[1] := 0;           { input 0 }
pcl830(func,dio[0],err[0]);
if ( err[0] <> 0 )
then
    BEGIN
        err_msg(3);
        exit;
    END;
func := 3;
dio[0] := 3;           { counter 3 }
dio[1] := 0;           { input 0 }
pcl830(func,dio[0],err[0]);
if ( err[0] <> 0 )
then
    BEGIN
        err_msg(3);
        exit;
    END;
end;

```

```
procedure telstart;
```

```
    { start counting of input pulses at high level of gate }
```

```
var
```

```
    func : integer;
```

```
begin
```

```
    {----- FUNCTION 2 -----}
    { arm all counter */}
```

```

func := 2;
dio[0] := 3; { load and arm counter }
dio[1] := 0; { 0 = disable, 1 = enable }
dio[2] := 1; { 0 = disable, 1 = enable }
dio[3] := 1; { 0 = disable, 1 = enable }
dio[4] := 0; { 0 = disable, 1 = enable }
dio[5] := 0; { 0 = disable, 1 = enable }
pcl830(func,dio[0],err[0]);
if ( err[0] <> 0 )
then
    BEGIN
        err_msg(2);
        exit;
    END;

```

```
end;
```

```
procedure start;
```

```
    { start gate counter count repetitively }
```

```
var
```

```
    func : integer;
```

```
begin
```

```

{----- FUNCTION 2 -----}
      { arm counter 1 }

func := 2;
dio[0] := 3; { load and arm counter }
dio[1] := 1; { 0 = disable, 1 = enable }
dio[2] := 0; { 0 = disable, 1 = enable }
dio[3] := 0; { 0 = disable, 1 = enable }
dio[4] := 0; { 0 = disable, 1 = enable }
dio[5] := 0; { 0 = disable, 1 = enable }
pcl830(func,dio[0],err[0]);
if ( err[0] <> 0 )
then
  BEGIN
    err_msg(2);
    exit;
  END;
END;

procedure get_dat;

  { read data from counter 2 and 3 }

var
  func, counter : integer;
BEGIN
  { ----- latch and read all counters ----- }
  func := 2;
  dio[0] := 5;      { latch counter to hold register }
  dio[1] := 0;      { 0 = disable, 1 = enable }
  dio[2] := 1;      { 0 = disable, 1 = enable }
  dio[3] := 1;      { 0 = disable, 1 = enable }
  dio[4] := 0;      { 0 = disable, 1 = enable }
  dio[5] := 0;      { 0 = disable, 1 = enable }
  pcl830( func, dio[0], err[0]);

  { ----- read selected counter hold register ----- }
  { Read each hold register }
  { and exit count in CT(n) using FUNCTION 4 }

  func := 4;
  for counter := 1 to 5 do
  begin
    dio[0] := counter;      { select counter number to be latched }
    pcl830( func, dio[0], err[0]);
    if ( dio[1] < 0 ) then dio[1] := dio[1] + 65536;
    ct[counter] := dio[1];  {data in hold register}
  end;
END;

BEGIN
      { begin of main program }

  do_exm;      { initialize counters }
  start;      { start gate counter counting repetitively }

  clrscr;
  textbackground(BLACK); textcolor ( YELLOW );
  writeln ( ' counter 2 counter 3 total counts' );
  writeln;

```

```
textbackground(BLUE);

repeat
    { wait for down flank before
      arming counters 2 and 3 }

repeat flank:=port[io] until flank = 251;
telstart;
    { wait one compleet high level,
      in this time the counters are counting }

repeat flank:=port[io] until flank = 255;
repeat flank:=port[io] until flank = 251;

    { after one high level counters can be read }
get_dat;
    { counters 2 and 3 together give
      the longint value }

for i:=2 to 3 do write (ct[i]:12);
writeln (ct[3]*65536+ct[2]:15);

until keypressed;
END.
```

## Bijlage F

# Files voor dataverwerking

Hieronder volgt kort een overzicht van de gebruikte programma's om de meetgegevens mee te verwerken. De programma's zijn alle overzichtelijk geschreven en het gebruik ervan is aan te bevelen. Veel programma's zijn bedoeld om te gebruiken vanuit PFM, dit werkt het snelste.

Inhoud van Directory C:\LINEINT.STY\PASFILES

files					korte omschrijving van functie
*****					*****
SMOOTH	PAS	1695	10-06-93	17:03	datamiddelingsprocedure
BEREIK	PAS	749	8-06-93	23:41	min. en max. bepalen van datafile
DARKNIVO	PAS	2076	5-06-93	14:54	meest voorkomende count bepalen m.b.v. histogram verdeling
BPNEW	PAS	2028	3-09-93	13:24	geeft bp-waarde na invoer dichtheid en leest Te en Ne uit: C:\linedata\bpinvoer.pas
CENTREER	PAS	988	15-07-93	10:19	centrale waarde bepalen uit datafile
BPSNEL	PAS	1960	30-08-93	14:01	calibratie en bp zonder abelinversie
NPSNEL	PAS	1385	30-08-93	14:20	berekenen dichtheid vanaf dos prompt
QSLIDE	PAS	2175	22-07-93	23:07	ordenen datafiles voor slide invoer
NEWNPGP	PAS	3414	22-08-93	13:31	maken van ijkfiles na invoer van filenaam met ijkcoefficienten
BP	PAS	1901	12-09-93	13:59	geeft bp als bpnew
BPINPUT	PAS	2434	6-09-93	16:21	procedure bij bp.pas en bpnew.pas
MAKEDARK	PAS	727	23-07-93	14:53	maken van darkfiles
OPTIEK	PAS	1204	24-07-93	23:20	doorrekenen van optiek
OPTIEKIN	PAS	680	24-07-93	22:24	procedures bij optiek.pas
NEWTRAD	PAS	2333	28-08-93	17:14	bereken radiantietemperatuur
NPINPUT	PAS	2098	22-08-93	14:19	procedures bij newnpgp.pas

24 File(s)

# Dankwoord

Afstuderen doe je nooit alleen, maar altijd in een team. Dit team bestond uit begeleiders, technici en mede lotgenoten. Dankzij hen ben ik nu zover gekomen dat ik mijn studie beëindig.

Mijn dank gaat uit naar Joost en Ralph als begeleiders en naar Daan en Richard als leiders. Ook de technici Ries, Herman en Bertus en postdoc Rich, bedankt voor de hulp.

Met je lotgenoten werk je hard om het allemaal op tijd te halen. Maar er was soms ook tijd voor plezier. Met Edgar waarmee ik de Kopzaal draaiende hield, met René waarmee ik de 'Kop' tijdelijk veranderde in 'Coupe', en met Lange René die er 's avonds op de TU ook vaak bij was. Niet te vergeten Judith die zelfs van 'Prince' een wedstrijd spelletje wist te maken en Johan die ik dank voor zijn hulp bij  $\text{\LaTeX}$  en het maken van figuur 1.2.

# Referenties

1. Polytechnisch weekblad, no. 33/34, jaargang 23, 13 augustus 1992
2. Polytechnisch weekblad, no 5, jaargang 24, 5 februari 1993
3. A.T.M. Wilbers proefschrift Technische Universiteit Eindhoven, januari 1991
4. A.J.M. Buuron proefschrift Technische Universiteit Eindhoven, oktober 1993
5. J.J. Beulens proefschrift Technische Universiteit Eindhoven, maart 1993
6. R.F.G. Meulenbroeks et. al. te publiceren 1993
7. M.C.M. van de Sanden proefschrift Technische Universiteit Eindhoven, december 1991
8. J.A.M. van der Mullen Phys. Rep. vol. 191 p. 109-220 juli 1990
9. D.A. Benoy, J.A.M. van der Mullen, M.C.M. van de Sanden B. van der Sijde, D.C. Schram JQSRT vol. 49 nr. 2 p. 129-139 1993
10. A.J.G. Helvoort stageverslag VDF/NT 92-11, 1992
11. E. van de Ven afstudeerverslag VDF/NT 93-17, augustus 1993
12. H.J.G. Gielen proefschrift Technische Universiteit Eindhoven, 1989
13. A.J. van Beek stageverslag VDF/NT 93-04, januari 1993
14. B. van de Sijde college diktaat Inleiding Plasmafysica
15. R.M.J. Paffen scriptie voortgezette plasmafysica, mei 1993
16. H.R. Griem, Plasma Spectroscopy Mc Graw-Hill Book Company 1964
17. A.J.G.W Schmidt stageverslag VDF/NT 91-11, mei 1991
18. R. van den Bercken, Jorrit van Broekhoven stageverslag VDF/NT 91-06, april 1991

19. C. Smit stageverslag VDF/NT 90-16, juni 1990
20. A.D. Fokker, R. Meulenbroeks en J. van der Mullen, collegediktaat 'Inleiding tot de Astrofysica', p. 40, juli 1992
21. M. Steenbakkers stageverslag VDF/NT 93-05, februari 1993
22. Timmermans en Bleize, TUE VDF/NT 88-16, 1988
23. M.J. de Graaf, R.P. Dahiya, J.L. Jeaubertau, F.J. de Hoog, M.J.F. van de Sande, D.C. Schram, J. Phys. (Paris), Colloq. 51 C5 p. 387 september 1990