

MASTER

Onderzoek aan de thermische metastabielen bron

Jacobs, J.J.

Award date:
1990

[Link to publication](#)

Disclaimer

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

General rights

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

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

Onderzoek aan de
Thermische Metastabielen Bron
VDF/NO 89-11
Jan Jacobs

Afstudeer onderzoek verricht in de groep A.O.W van de T.U.E

begeleidt door Ir. J.P.J. Driessen en Dr. H.C.W. Beijerinck,
die ik beide veel dank verschuldigd ben.

INHOUDSOPGAVE

SAMENVATTING

Hoofdstuk 1	INLEIDING	1
Hoofdstuk 2	SUPERSONE EXPANSIE THEORIE EN EXCITATIE PROCES	
2.1	Inleiding	4
2.2	Supersone Expansie	5
2.3	De snelheidsverdeling van de bundeldeeltjes	11
2.4	Het Sudden–Freeze model	12
2.5	Skimmerinteractie	14
2.6	De Ontlading	15
2.7	Mengbundels met Metastabielen	16
2.8	Bronparameters van de TMB	19
Hoofdstuk 3	DE HOEKVERDELING VAN DE EXCITATIEKANS	
3.1	Inleiding	20
3.2	De Opstelling	21
3.3	Apparaatprofiel van de Fabry–Perot Interferometer	25
3.4	Verwerking van de Metingen	28
3.5	Het Meetresultaat	31
3.6	Conclusies en Slotopmerkingen	36

Hoofdstuk 4	LOKALISATIE VAN DE METASTABIELEN PRODUKTIE	
4.1	Inleiding	38
4.2	Voorgaand Onderzoek	39
4.3	Het Meetprincipe	40
4.4	De Opstelling	42
4.5	De Metingen	44
4.6	Het Resultaat voor de Ne bundel	53
4.7	Het Resultaat voor de mengbundels	54
Hoofdstuk 5	SLOTOPMERKINGEN	59
Appendix 1	DE FABRY-PEROT INTERFEROMETER	61
Appendix 2	CONVERSIEFACTOREN VOOR DE ONAFHANKELIJKE VARIABELE BIJ DE FP	66
Appendix 3	HET TRANSPORT VAN DE LASERBUNDEL	68
Appendix 4	BEREKENING VAN DE SNELHEID v_{kar}	71
	LIJST VAN REFERENTIES	72

SAMENVATTING

In onze bron van thermische metastabielen vindt de excitatie plaats door het onderhouden van een ontlading door de uitstroomopening en de expansie. Het functioneren van deze bron is nader onderzocht. Ten eerste is gekeken naar het divergeren van de elektronenstroom voorbij de nozzle bij een Neon-bundel. De hoekverdeling van deze stroom uit de nozzle komt tot uitdrukking in de verdeling van de intensiteit van de Dopplerverschoven fluorescentie-straling uit de expansie, gezien in een richting loodrecht op de bundelas. Deze metingen bestaan uit het opnemen van een Dopplerverbreedde fluorescentielijn. Via een modelaanpassing (kleinste kwadratenmethode) is gebleken dat de karakteristieke breedte van de hoekverdeling overeen komt met die van de hoekverdeling $P(\Theta)d^2\Omega = \cos^3(\Theta)d^2\Omega$ van het uitstroomprofiel van de atomen in de supersone expansie. Het variëren van de spanning over de ontlading binnen het interval van 250 V – 450 V heeft geen aantoonbare invloed op de hoekverdeling. De Dopplerverbreiding heeft een grootte van ongeveer 1 GHz waardoor als gevolg van de isotoopverschuiving de profielen van de isotopen ^{20}Ne en ^{22}Ne elkaar deels overlappen. De uit het spectrum bepaalde verhouding tussen het ^{22}Ne en ^{20}Ne signaal wijkt voor de twee bemeten overgangen significant af van de verhouding van de isotopen samenstelling van natuurlijk Neon. Wij hebben hier geen verklaring voor kunnen vinden.

Uit het tweede meetprogramma is gebleken dat de produktie van de metastabielen beperkt is tot het gebied van vrije moleculaire stroming van de expansie stroomafwaarts van de nozle. Dit wijst er op dat botsingen van een metastabiel voor een groot deel deëxcitatie tot gevolg hebben. De metingen verricht met mengbundels van 3, 15, of 40 % Neon in Helium laten zien dat de verhouding tussen het aantal metastabiele Neon en Helium atomen sterk afhankelijk is van de ontladingspanning. Dit hangt waarschijnlijk samen met een grotere energie van de elektronen. Het

aandeel van de Helium metastabielen blijft beduidend onder de fractie Helium in de mengsels. Dit is het gevolg van de hogere excitatie-potentiaal van Helium, en een grotere virtuele bronstraal van Helium waardoor enige afscherming door de skimmer plaats vindt. We vinden relatief nog de meeste Helium metastabielen bij de hoogste ontladingsspanning.

Hoofdstuk 1 INLEIDING

De experimenten die binnen de werkgroep Atomaire Optische Wisselwerking verricht worden hebben als gemeenschappelijke basis een bundel metastabiele edelgasatomen. Deze primaire bundel doorkruist een volume waar zich botsingspartners bevinden. Deze partners behoren of ook tot de edelgassen, of het zijn eenvoudige molekulen. Doel is het bestuderen van inelastische processen bij de botsingen die plaatsvinden. De toestand(en) na de botsing word(en) geanalyseerd door te kijken naar: fotonen, ionen, of elektronen. Voorbeelden van de processen die onderzocht worden zijn: Penning-ionisatie, excitatie overdracht, en intramultiplet-mixing. Door met behulp van laserstraling de metastabielen naar energetisch hoger gelegen toestanden te exciteren, kunnen deze processen ook voor kortlevende toestanden bestudeerd worden.

In de groep wordt veel gebruik gemaakt van een thermische metastabielen bron (TMB). Deze levert een bundel met metastabiele atomen, waarvan de kinetische energie in het thermische gebied (0.05 eV – 0.25 eV) ligt. De deeltjesstroom is afkomstig uit een supersone expansie [AND 66]. De excitatie naar de metastabiele toestand(en) wordt verzorgd door een ontlading ter plaatse [DRI 83], [VER 84a]. Om de meettijden te bekorten is het gewenst om de intensiteit van de metastabielenstroom te optimaliseren. Dit afstudeerwerk heeft tot doel het in kaart brengen van het produktieproces van de metastabielen in deze bron.

Naast het werken met een pure bundel bestaat de mogelijkheid om een mengsel van gassen te expanderen. Hierbij wordt de onderzochte component met een lichter dragergas gemengd. Dit wordt gedaan om het door de TMB bestreken energiegebied naar boven toe uit te breiden. Bij gebruik van een mengsel van edelgassen blijken de beide metastabielen intensiteiten dan, net als de snelheidsverdelingen afhankelijk van de werkomstandigheden. De onderzochte pure bundel bestaat uit Neon atomen.

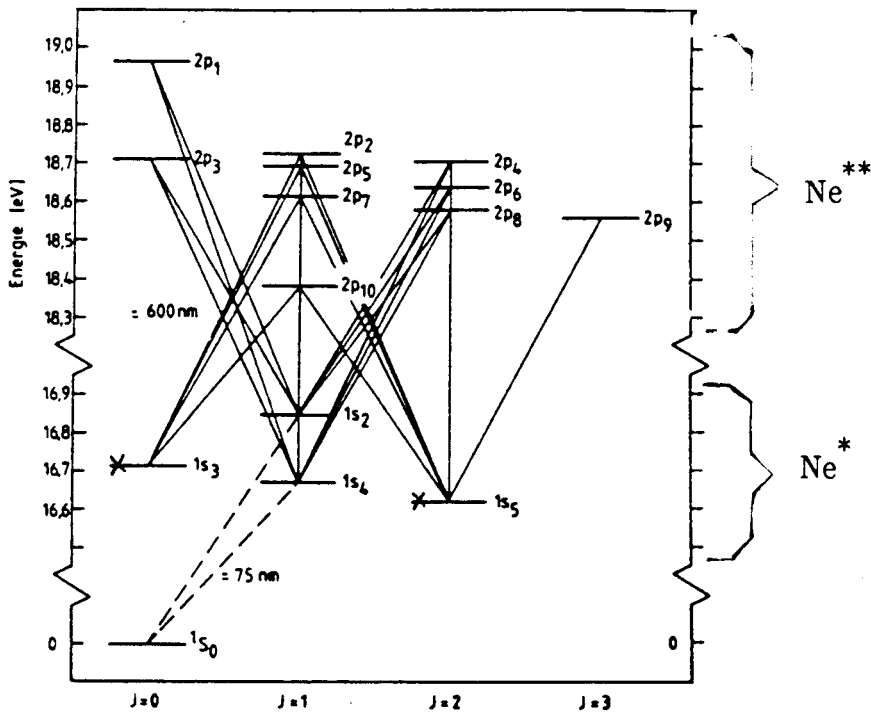
De mengbundels bevatten 3, 15, of 40 procent Neon in Helium. Nog hogere kinetische energie wordt bereikt door gebruik te maken van een tweede type bron. Deze holle cathode boog (HCA) levert deeltjes met een superthermische energie (1 – 5 eV), en is geheel anders geconstrueerd.

Het onderzoek bestaat uit twee afzonderlijke delen. Het eerste, in hoofdstuk 3 beschreven deel, betreft het bepalen van de mate waarin de elektronenstroom voorbij de nozzle divergeert. Het tweede deel bestaat uit metingen om vast te stellen waar de metastabielen productie in de expansie plaats vindt (hoofdstuk 4).

Omdat bij de analyse van de beide typen metingen de eigenschappen van de supersone expansie van belang zijn, worden deze in hoofdstuk 2 behandeld. Deze behandeling is gebaseerd op de in de groep aanwezige kennis. De presentatie is een compromis tussen enerzijds leesbaarheid voor de buitenstaander, en anderzijds beknoptheid omdat dit geen deel uitmaakt van het eigenlijke onderzoek. Met de in hoofdstuk 3 beschreven metingen kunnen we op grond van de verdeling van de excitatie over de in verschillende richting bewegende atomen, de mate van divergeren van de elektronenstroom in combinatie met de effectieve werkzame doorsnede voor excitatie bepalen. We hebben ons hierbij beperkt de expansie van puur Neon. Hoofdstuk 4 beschrijft de metingen waarbij door op een bepaalde positie in de expansie, de metastabielen m.b.v. laserstraling te deëxciteren, het daar reeds aanwezige gedeelte bepaald wordt. Deze metingen zijn ook voor de verschillende mengbundels verricht.

De eerste elektronisch aangeslagen toestand van Neon heeft een $2p^5-3s$ configuratie. Als gevolg van de elektronenspin-baan wisselwerking is deze toestand opgesplitst in vier nivo's. Hiervan zijn de toestanden met $J=0$, en $J=2$ metastabiël, deze kunnen dus niet door stralingsverval naar de grondtoestand terug keren. De levensduur van deze toestanden is ongeveer 1 s. In figuur 1.1 is een deel van het energienivoschema van Neon weergegeven. Hierin is ook de tweede elektronisch aangeslagen toestand, met een $2p^5-3p$ configuratie, opgenomen. Tabel 1.1 geeft de golflengte in nm voor de verschillende overgangen tussen de eerste en tweede

aangeslagen toestand.



Figuur 1.1 Energieniveaus van Ne^* en Ne^{**} . De metastabiele 3P_0 en 3P_2 toestanden (Paschen notatie resp. $1s_3$ en $1s_5$) kunnen door cascade verval van het hoger gelegen 2p multiplet (de Ne^{**} toestanden) bezet raken.

	$1s_5$	$1s_4$	$1s_3$	$1s_2$
$2p_1$		540.1 (0.00)		535.2 (1.00)
$2p_2$	588.2 (0.21)	603.0 (0.10)	616.4 (0.27)	659.9 (0.42)
$2p_3$		607.4 (1.00)		665.2 (0.00)
$2p_4$	594.5 (0.21)	609.6 (0.33)		667.8 (0.46)
$2p_5$	537.6 (0.08)	612.8 (0.06)	628.7 (0.42)	671.7 (0.44)
$2p_6$	614.3 (0.47)	630.5 (0.11)		692.9 (0.42)
$2p_7$	621.7 (0.16)	638.3 (0.58)	653.3 (0.26)	702.4 (0.00)
$2p_8$	633.4 (0.34)	650.7 (0.57)		717.4 (0.09)
$2p_9$	640.2 (1.00)			
$2p_{10}$	703.2 (0.60)	724.5 (0.30)	743.9 (0.10)	808.2 (0.00)

Tabel 1.1 De golflengte [nm], en tussen haakjes de branching ratio voor de verschillende overgangen tussen de 1^e en 2^e aangeslagen toestanden van Neon (Paschen notatie).

Hoofdstuk 2 SUPERSONE EXPANSIE THEORIE EN EXCITATIE PROCES

2.1 Inleiding

De atoombundel vindt zijn oorsprong in een supersone expansie (figuur 2.1). Het brongas expandeert door de nozzle van het reservoir naar vacuum. De voorraadflus met drukregelaar houdt het reservoir op de gewenste druk. Een ontlading door de nozzle zorgt voor de excitatie naar aangeslagen toestanden. Er zijn verschillende spanningsbronnen aangesloten op de elektroden (figuur 2.2). De bron is afgeleid van een ontwerp van Fahey [FAH 80].

Door de plaatsing van de elektroden strekt het gebied waarin de metastabielen gevormd kunnen worden zich uit tot voorbij de nozzle. De bereikte fractie metastabielen in de bundel ligt rond de 10^{-6} . De bron kan op alle edelgassen bedreven worden, en heeft onder bedrijfsomstandigheden een centrale bundelintensiteit van 10^{12} a $10^{14}[\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}]$. De kinetische energie van de deeltjes ligt in het gebied van 0.05 tot 0.25 eV.

Op het functioneren van de bron zijn een aantal instellingen en keuzen van invloed. Allereerst is de gassoort van belang. Ten tweede is de dichtheid in het reservoir n_0 van belang, ten derde de ontladestroom I_d , en ten vierde de afstand d_{ns} van nozzle tot skimmer. Tevens zijn van invloed de praktische grootheden: de nozzlestraal R_n , en de pompsnelheid V van de vacuumpomp van het bronvat.

De druk in de bron ligt in het gebied $20 < p_0 [\text{Torr}] < 200$. De deeltjesstroom door onze nozzle met een straal van $115 \mu\text{m}$ is daarbij van de orde 10^{18} a $10^{19}[\text{s}^{-1}]$ (≈ 0.03 a 0.3 torr ls^{-1}) bepaald door: de reservoir dichtheid n_0 , en de nozzle diameter R_n . De supersone expansie wordt in paragraaf 2.2 behandeld. De snelheidsverdeling van de bundeldeeltjes komt in paragraaf 2.3 aan de orde. Paragraaf 2.4 beschrijft het Sudden–Freeze model dat op basis van een vereenvoudigde beschrijving van de

expansie o.a. de resterende spreiding in snelheid uit drukt in de bronparameters.

Een deel van de bundeldeeltjes wordt op het traject van nozzle naar skimmer(opening) verstrooid aan het achtergrondgas. We onderscheiden hierbij de bijdrage van de aan de skimmer verstrooide deeltjes, het zogenaamde skimmereffekt behandeld in paragraaf 2.5.

In paragraaf 2.6 komt de ontlading aan de orde.

In paragraaf 2.7 worden de verschijnselen behandeld die optreden wanneer we een mengsel van gassen gebruiken om de snelheidsverdeling te beïnvloeden.

In paragraaf 2.8 worden de operationele omstandigheden van de bron besproken.

2.2 Supersone expansie

De deeltjes met een thermische kinetische energie zijn afkomstig uit een supersone expansie door een nozzle. We zetten deze bundels eerst af tegen de van ouds her gebruikte deeltjesstroom uit een "effusive source" deze bestaat uit een reservoir met een zodanig kleine uitstroomopening, dat er vrije moleculaire (uit)stroming plaats heeft. Daartoe moet voldaan worden aan de voorwaarden:

$$R \ll \lambda \quad (2.1)$$

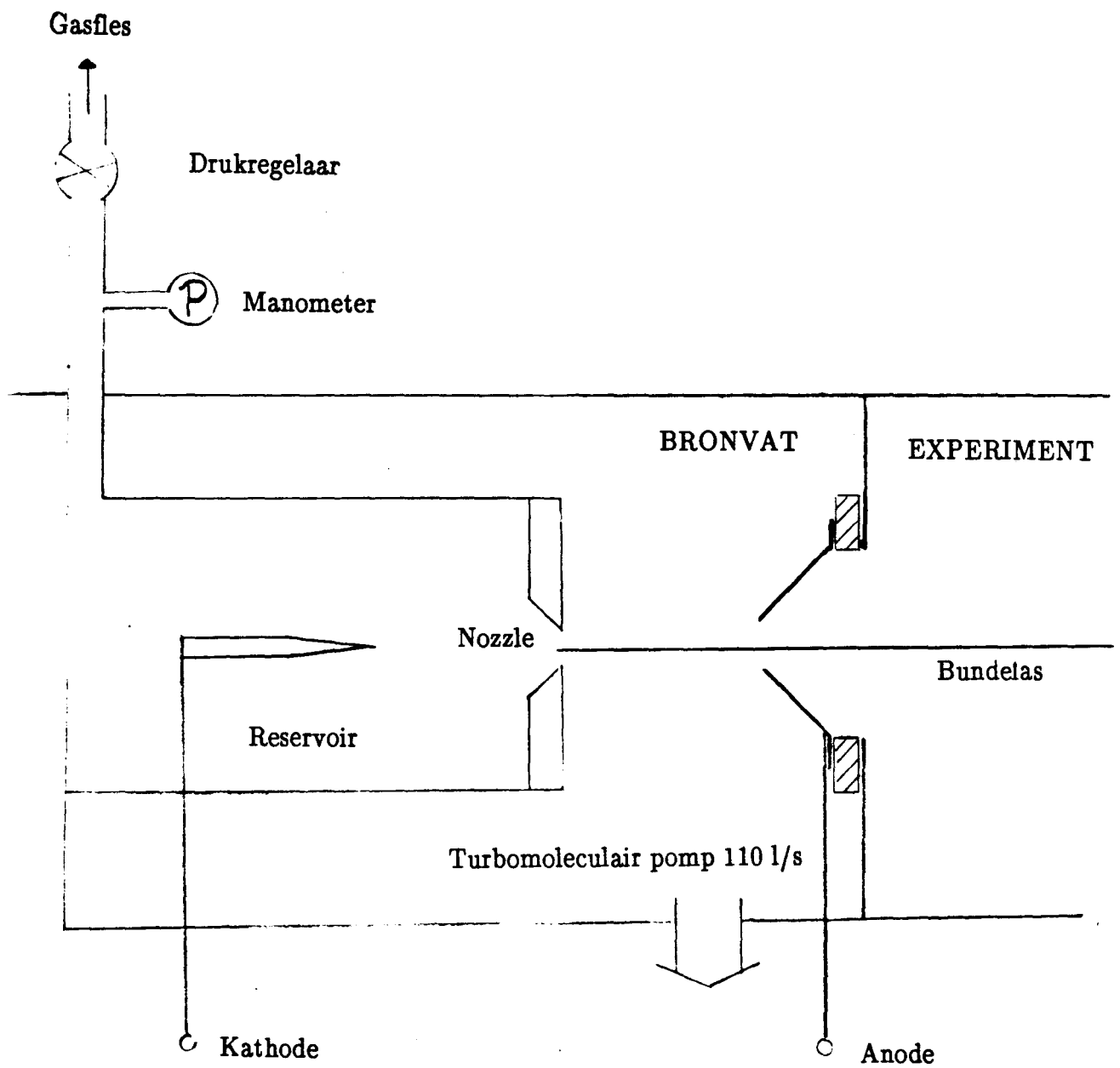
met R de straal van het gat, en λ de vrije weglengte van de deeltjes in het reservoir, en tevens:

$$d \ll R \quad (2.2)$$

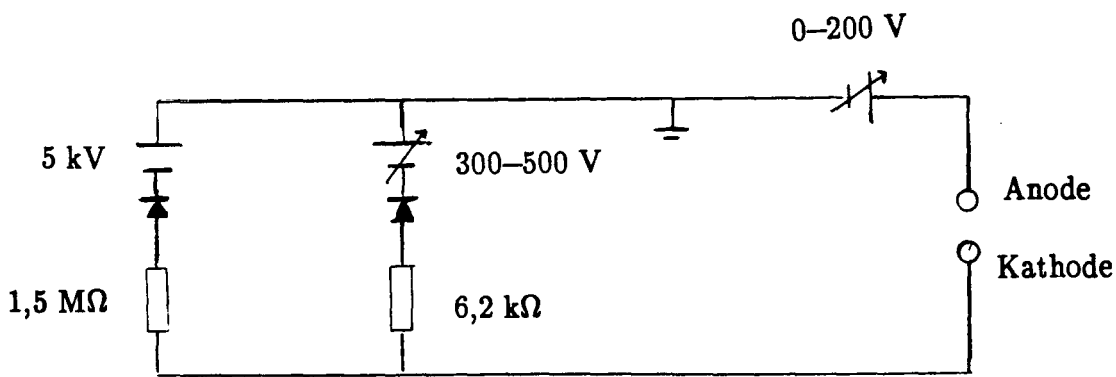
met d de wanddikte.

De snelheidsverdeling van de uitstromende deeltjes is direkt af te leiden uit de Maxwell-Boltzmann verdeling.

Daartegenover is de supersone expansie een expansie door een Lavaltuit afgekapt in het sonische vlak (figuur 2.3), waarbij de deeltjes tijdens de expansie een aanzienlijk aantal botsingen uitvoeren. Door deze botsingen wordt de snelheid van de deeltjes sterker voorwaarts gericht. In de adiabatisch verlopende expansie koelt het gas sterk



Figuur 2.1 Een schematische weergave van de thermische metastabielen bron (TMB) met de verschillende aansluitingen.



Figuur 2.2 Het aansluitschema van de verschillende spanningsbronnen voor de TMB.

af, en wordt de thermische bewegingsenergie omgezet in de stroomsnelheid van het gas.

Aan de beschrijving en modelvorming van supersone expansies is binnen de groep in het verleden veel aandacht besteed [BEI 81]. Voor de beschrijving maken we gebruik van de nozzlestraal R_n , en de reservoircondities dichtheid n_0 en temperatuur T_0 . We voeren een coördinatenstelsel in waarvan de z -as de bundelas vormt. Verder maken we gebruik van een gassoort afhankelijke schaalafstand z_{ref} gegeven door:

$$z_{ref} = a(\gamma)R_n \quad (2.3)$$

met $a(\gamma)$ afhankelijk van $\gamma = C_p/C_V$. Getalwaarden worden gegeven in tabel 2.1

De expansie wordt gekarakteriseerd door de dimensieloze parameter Ξ , gegeven door:

$$\Xi = 3.19 ((\gamma-1)/\gamma)^{1/2} z_{ref} n_0 (C_6/kT_0)^{1/3} \quad (2.4)$$

De parameter Ξ is een effectief invers Knudsen getal ($Kn = \lambda/2R_n$) voor het reservoir gebaseerd op de vrije weglengte λ voor botsingen bij lage temperatuur, en wordt bepaald door de van der Waals constante C_6 [BEI 81]. Voor He, Ne, en Ar is deze uitdrukking uitgewerkt bij $R_n = 115 \mu\text{m}$ en $T_0 = 450 \text{ K}$

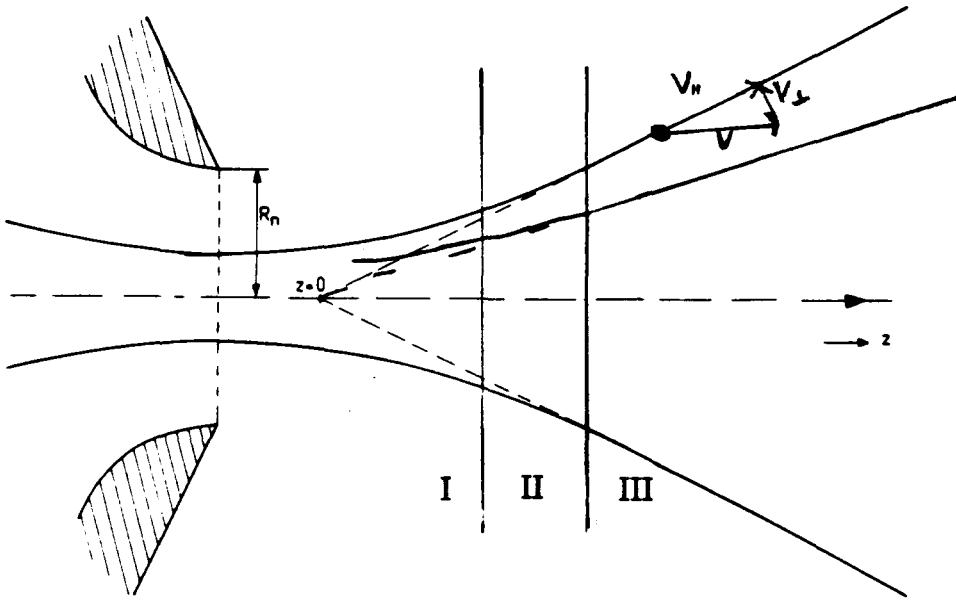
$$\Xi(\text{He}) = 0.169 [\text{Torr}^{-1}] p_0 \quad (2.5 \text{ a})$$

$$\Xi(\text{Ne}) = 0.279 [\text{Torr}^{-1}] p_0 \quad (\text{b})$$

$$\Xi(\text{Ar}) = 0.597 [\text{Torr}^{-1}] p_0 \quad (\text{c})$$

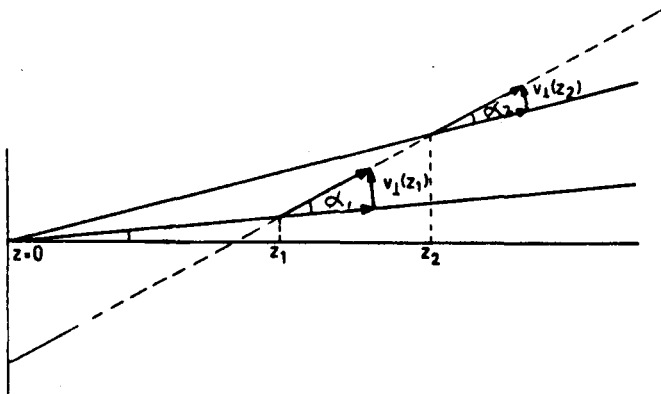
De deeltjes bewegen van de situatie met thermisch evenwicht naar het gebied met vrije moleculaire stroming. We onderscheiden daarin drie gebieden aangegeven in figuur 2.3 [BEI 83]:

- I) Het botsingsgedomineerd gebied. Hier vinden dusdanig veel botsingen tussen de uitstromende deeltjes plaats, dat er temperatuur evenwicht tussen de verschillende vrijheidsgraden van de deeltjes heerst
- II) Het overgangsgebied van I naar III



Figuur 2.3

Expansie door een nozzle, met enkele stroomlijnen en de uitsplitsing van de deeltjessnelheid in loodrechte en parallelle component. $R_n = 115 \mu\text{m}$



Figuur 2.4

Illustratie van het geometrische koelingsproces. De hoek waaronder een deeltje de stroomlijnen snijdt (α_1 op z_1 , α_2 op z_2), wordt steeds kleiner als gevolg waarvan v_{\perp} steeds afneemt. Op grote afstand van de bron bewegen alle deeltjes tenslotte vrijwel volgens de stroomlijnen.

III) Het gebied van vrije moleculaire stroming. Hier vindt nog slechts een te verwaarlozen aantal botsingen tussen de deeltjes plaats.

De stroomlijnen van de expansie die bij de nozzle een kromming vertonen, worden op enige afstand rechte lijnen. Ze lijken dan bovendien alle uit een punt afkomstig te zijn, het zogenaamde virtuele bronpunt. Hier leggen we het nulpunt van de bundelas (figuur 2.3). Het recht worden van de stroomlijnen vindt plaats bij $z \simeq 5 R_n$ waar de afkoeling ver genoeg gevorderd is.

De totale deeltjesstroom door de nozzle \dot{N} wordt gegeven door:

$$\dot{N} = f(\gamma) n_0 \alpha_0 \pi R_n^2 \quad (2.6)$$

$$f(\gamma) = (\gamma/(\gamma+1))^{1/2} (2/(\gamma+1))^{1/(\gamma-1)} \quad (2.7)$$

met $\alpha_0 = \sqrt{(2kT/m)}$ de karakteristieke snelheid van de deeltjes in het reservoir. We

	Supersone expansie			Moleculaire uitstroming
γ	5/3	7/3	9/7	alle
$f(\gamma)$	0.513	0.484	0.474	0.282
κ	2	1.35	1.08	1
a	0.806	0.591	0.490	0.250
b	3	4.32	5.47	1
θ_0	1.57	2.28	2.87	$\pi/2 = 1.57$

Tabel 2.1 De coëfficiënten die de deeltjesstroom bepalen. $f(\gamma)$ bepaalt \dot{N} (2.6), de piekfactor κ (2.8) en a, b, Θ_0 (2.9) beschrijven de hoekverdeling van de deeltjesstroom.

zien aan de faktor $f(\gamma)$ dat naarmate het aantal interne vrijheidsgraden van het molecuul hoger ligt, de deeltjesstroom kleiner is. Voor de centrale bundelintensiteit $I(0)$ [$s^{-1}sr^{-1}$] geldt:

$$I(0) = \kappa \dot{N}/\pi \quad (2.8)$$

met κ de piekfactor. Het invoeren van de faktor π heeft tot gevolg dat voor de piekfaktor bij moleculaire uitstroming geldt $\kappa = 1$.

De intensiteitsverdeling $I(\Theta)d^2\Omega$ wordt beschreven via een parameter aanpassing voor de dichtheid $n(r,\Theta)$ in de uitstroming voor $r \gg R_n$ met als model:

$$n(r,\Theta) = a^2 n_0 (R_n/r)^2 \cos^b(\pi/2(\Theta/\Theta_0)) \quad (2.9)$$

De waarden van de coëfficiënten a , b , Θ_0 en $f(\gamma)$, en κ voor gassen met waarden van γ van $5/3$, $7/5$, en $9/7$ zijn in tabel 2.1 opgenomen. Voor de expansie van een één-atomig gas geldt dus:

$$I(\Theta)d^2\Omega = I(0) \cos^3\Theta d^2\Omega \quad (2.10)$$

De dichtheid $n(z)$ op de bundelas rekening houdend met de nog niet volledige afkoeling van de bundel wordt gegeven door:

$$n(z) = n_0 u_w/u(z) (z/z_{ref})^{-2} \quad (2.11)$$

met $u(z)$ de stroomsnelheid op positie z , en u_w de maximaal haalbare stroomsnelheid. De piekfaktor κ is afhankelijk van γ volgens:

$$\kappa = a^2(\gamma) (\gamma/(\gamma-1))^{1/2}/f(\gamma) \quad (2.12)$$

bepaald door 2.9.

Voor de adiabatische expansie geldt de enthalpievergelijking:

$$H_0 = 5/2 kT_0 = 1/2 mu^2 + 3/2 kT_{||} + kT_{\perp} = 1/2 mu_w^2 \quad (2.13)$$

Voor de eindsnelheid u_w geldt:

$$u_w = (\gamma/(\gamma-1))^{1/2} \alpha_0 \quad (2.14)$$

We definiëren de parallelle resp. loodrechte snelheden $v_{||}$, v_{\perp} van een deeltje op een zekere positie als de snelheid in de richting van resp. loodrecht op de stroomlijn

terplaatse, zie figuur 2.3. Hieraan zijn gekoppeld de temperaturen T_{\parallel} en T_{\perp} volgens:

$$kT_{\parallel} = 1/2 m \alpha_{\parallel}^2 \quad (2.15)$$

$$kT_{\perp} = 1/2 m \alpha_{\perp}^2 \quad (2.16)$$

waarin α de spreiding in v beschrijft. De temperatuur T_{\perp} mag op enige afstand van de virtuele bron verwaarloosd worden als gevolg van de steeds doorgaande geometrische koeling. Figuur 2.4 illustreert het effect geometrische koeling. We zien aan 2.13 dat u_{∞} de stroomsnelheid is die bereikt wordt bij volledige "koeling" ($T=0$) van de bundel. Deze situatie wordt bereikt wanneer door een groot aantal botsingen tijdens de expansie, de bundel monoënergetisch geworden is. In onze praktijk wijkt u slechts weinig af van u_{∞} .

In het botsingsgedomineerd domein daalt de temperatuur volgens:

$$T(z) = T_0 (z/z_{\text{ref}})^{-2(\gamma-1)} \quad (2.17)$$

2.3 De snelheidsverdeling van de bundeldeeltjes

De snelheidsverdeling $P(v)dv$ van de deeltjes uit de bundel wordt beschreven met de uitdrukking:

$$P(v)dv = v/(u \alpha \sqrt{\pi}) \exp(-((u-v)/\alpha)^2) dv \quad (2.18)$$

waarin α de grootte van de spreiding in snelheid van de bundeldeeltjes beschrijft. Deze spreiding kunnen we ook beschrijven met de speedratio S gegeven door:

$$S = u/\alpha \quad (2.19)$$

Een hogere S -waarde impliceert een smallere snelheidsverdeling $P(v)dv$.

Vergelijking 2.13 levert de mogelijkheid om aan de hand van de snelheidsverdeling $P(v)dv$ de temperatuur T_0 te bepalen. Deze methode levert waarden die goed overeenstemmen met waarden verkregen via drukdalingsmetingen [VER 84a].

Als gevolg van de resterende spreiding in v_{\perp} lijken de deeltjes uit een gebied met

een zekere omvang te komen, en dienen we aan de virtuele bron toch een eindige straal R_{vir} toe te kennen.

$$R_{\text{vir}}(z) = z \alpha_{\perp}(z)/u_{\infty} \quad (2.20)$$

De uitgebreidheid van de bron geven we weer met een virtuele bron verdeling $f(x,y)dxdy$ [BEI 81]

$$f(x,y)dxdy = (\pi R_{\text{vir}}^2)^{-1} \exp(-(x^2+y^2)/R_{\text{vir}}^2) dxdy \quad (2.21)$$

2.4 Het Sudden-Freeze model

In het Sudden-Freeze model beschouwen we de overgang van temperatuurevenwicht (regio I in figuur 2.3) naar vrije moleculaire stroming (regio III) als een scherpe overgang die op de positie $z=z_F$ plaats vind. Tot aan z_F wordt het verloop van de temperatuur gegeven door (2.17). Stroomafwaarts van z_F blijft de temperatuur T_{\perp} dalen, de met de overige vrijheidsgraden corresponderende temperaturen blijven echter constant op de waarde die bereikt is op $z=z_F$.

Het werkelijke (gemiddelde) aantal botsingen dat een deeltje achter z_F nog uitvoert geven we aan met N_F , waarvoor geldt:

$$N_F = z_F \int_{z_F}^{\infty} \nu(z)/u_{\infty} dz \quad (2.22)$$

met $\nu(z)$ de botsingsfrequentie. Voor z_F geldt:

$$z_F = z_{\text{ref}} (1.875/N_F \Xi)^{3/(\gamma+2)} \quad (2.23)$$

Om N_F vast te leggen stellen we de uitdrukking voor de speedratio S die het Sudden-Freeze model levert gelijk aan die geleverd door het Thermal Conduction model [HAB 77].

Dit Thermal Conduction (T.C.) model is een verfijnd model waarin de overdracht van energie tussen de verschillende vrijheidsgraden (thermal conduction) volledig meegenomen is.

Het Sudden–Freeze model levert:

$$S_F = 3.189 \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^{1/2} (1.875 \Xi / N_F)^{3(\gamma-1)/(\gamma+2)} \quad (2.24)$$

Het Thermal Conduction model levert:

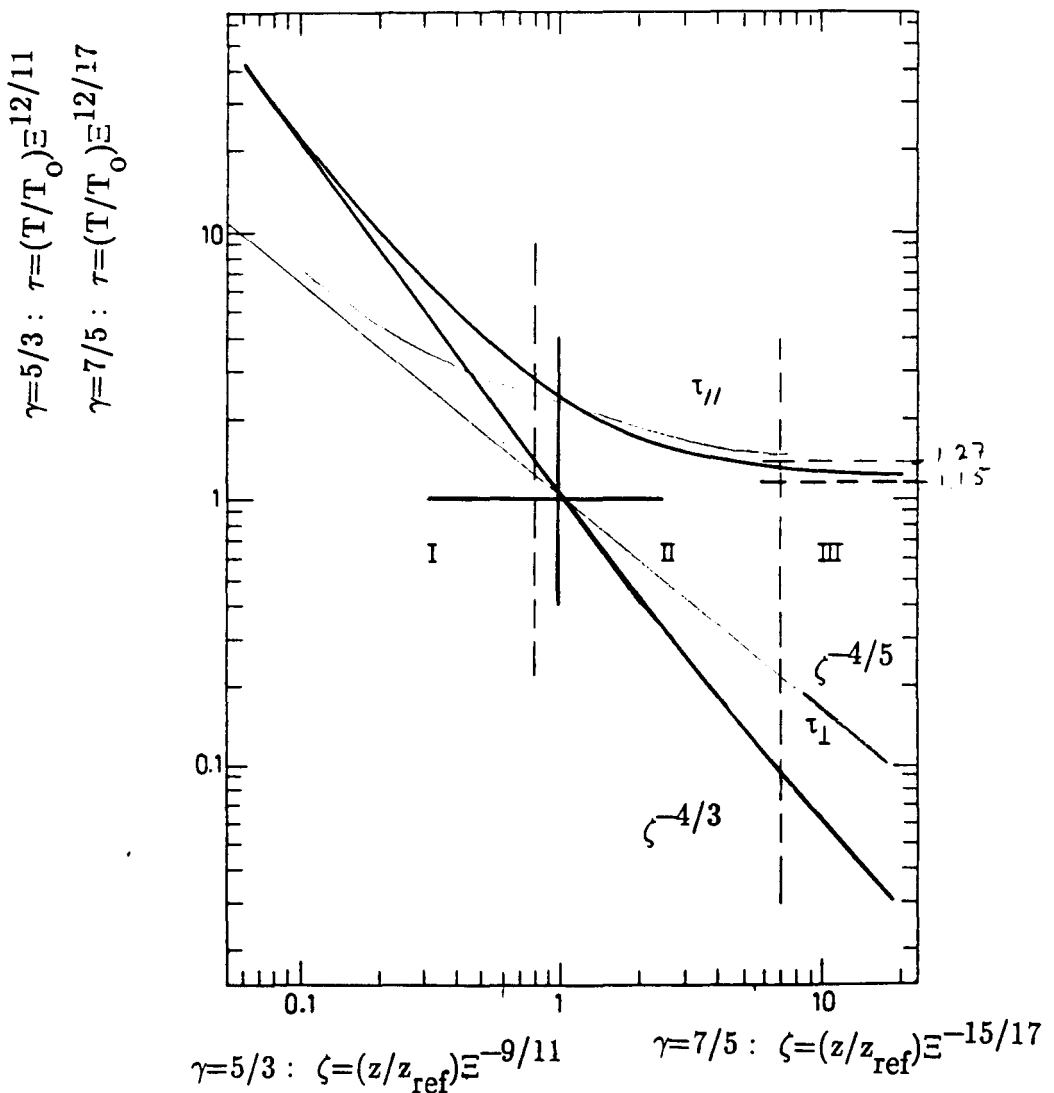
$$S_T = 1.474 \Xi^{6/11} \quad (2.25)$$

Gelijkstellen van 2.24 aan 2.25 levert voor $\gamma=5/3$, $N_F = 2.14$.

Volgens het Sudden–Freeze model geldt voor de straal van de virtuele bron R_F op grote afstand van de bron:

$$R_F = z_{\text{ref}} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^{1/2} (1.875 \Xi / N_F)^{3(2-\gamma)/(\gamma+2)} \quad (2.26)$$

Tenslotte geeft figuur 2.5 het verloop van de genormeerde T_{\parallel} en T_{\perp} als functie van de geschaalde positie z , berekent met het T.C.–model. Dit verloop wordt volledig door Ξ bepaald en kan d.m.v de gebruikte schaling in één figuur weergegeven worden.



Figuur 2.5

Numerieke oplossing van het T.C. model voor $\gamma=5/3$, en $\gamma=7/5$. De limietwaarde voor $\zeta \rightarrow \infty$ voor τ_{\parallel} wordt gegeven door [KLO 80].

2.5 Skimmerinteractie

Naast botsingen tussen expanderende deeltjes onderling, kunnen we nog twee andere soorten botsingen onderscheiden. Gezien de eindige pompsnelheid aan het bronvat, kent het bronvat een dichtheid n_a aan achtergrondgas. Door botsingen met deze deeltjes wordt een deel van de bundeldeeltjes op het traject van nozzle naar skimmer uit de bundel verstrooid. De dichtheid n_a is evenredig met \dot{N} . We beschouwen afzonderlijk de botsingen met deeltjes die door verstrooiing aan de skimmer daar vandaan komen [VER 84b]. Deze verschillende bijdragen vertonen een verschillende afhankelijkheid van de afstand tussen nozzle en skimmer.

De afname van de bundelintensiteit door verstrooiing van de bundel aan het achtergrondgas is in eerste orde benadering evenredig met de af te leggen afstand van nozzle tot skimmer. Voor de verzwakking als gevolg van het skimmereffekt is echter het aantal deeltjes dat de skimmer dicht bij de opening treft van belang. Dat aantal neemt kwadratisch af met toenemende nozzle-skimmer afstand. Het someffekt van de beide termen leidt tot het optreden van een intensiteits maximum bij het variëren van de afstand van nozzle tot skimmer. De afstand waarbij dit maximum bereikt wordt hangt via de afhankelijkheid van n_a af van de pompsnelheid V aan het bronvat. In onze experimentele situatie kan de uiteindelijke transmissie dan beschreven worden met:

$$T = \exp(-F_{sk}\dot{N}) \quad (2.27)$$

waarbij voor Neon een waarde van $F_{sk} = 1 \cdot 10^{-20}$ [s] geldt [VER 84b].

Door gebruik te maken van een skimmer met een scherpe tophoek wordt een sterke reductie van het skimmereffekt bereikt ten opzichte van een vlakke skimmer.

2.6 De Ontlading

De ontlading van de thermische bron is niet eenvoudig te klassificeren. Over het traject van kathode tot nozzle is de dichtheid n_0 konstant, achter de nozzle volgt echter een kwadratische afname van de dichtheid met de afstand tot de nozzle. Het verloop van de potentiaal door de ontlading is onbekend. De bronkamer is uit het isolerende Boron-nitride gemaakt om invloed ervan op het potentiaal verloop in de ontlading te vermijden.

Onder bedrijfsomstandigheden bedraagt de spanning U , over de ontlading 300 tot 500 Volt. Voor het opstarten van de ontlading is echter een veel hogere spanning vereist. Ten behoeve van het opstarten is de kathode naaldvormig. Onder invloed van hoogspanning, tot 5 kV, wordt bij opstarten de elektronenstroom door veldemissie uit de kathode op gang gebracht.

De voeding van de ontlading wordt na het op gang komen van de stroom onmiddellijk overgenomen door de laagspanningsbron. Hiertoe zijn beide spanningsbronnen aangesloten volgens het schema weergegeven in figuur 2.2. Na opstarten blijft de ontlading door ionisatie in stand. Het ladingstransport wordt dan in de nabijheid van de kathode door positieve edelgas ionen verzorgt, en bij de anode door elektronen. Het verloop daartussen wordt bepaald door de plaatsafhankelijkheid van de ionisatie en recombinatie processen.

Naast ionisatie en recombinatie vinden er excitatie processen plaats waarbij metastabielen gevormd kunnen worden, en elastische botsingen. Figuur 1.1 geeft een deel van het nivoschema van Ne, waarin de metastabiele 3P_0 en 3P_2 toestanden met een * gemerkt zijn. De hogere niveau's vallen terug, naar de grondtoestand of een ander lager gelegen niveau (cascade verval), volgens de selectie regels en branching ratio's. Via cascade verval kunnen ook metastabiele niveau's bezet raken.

2.7 Mengbundels

De TMB levert deeltjes met een kinetische energie van 0.05 tot 0.25 eV, terwijl het door de HCA bestreken energie gebied van 1 tot 5 eV strekt. Dit betekent dat er tussen beide gebieden een stuk braak ligt (figuur 2.6).

Nu is het mogelijk om door het mengen van het betreffende gas met een lichter dragergas in de thermische bron het "gat" in de energie verdeling vanaf de lage snelheidskant "op te vullen" [AND 66], [GOO 84].

Voor het mengsel met een fractie x primaire component (zware deeltjes) in het dragergas (fractie $1-x$) geldt de enthalpievergelijking in gewijzigde vorm (bij volledige afkoeling, dus $T=0$):

$$5/2 kT_0 = x 1/2 m_z u_{z,\text{puur},\omega}^2 + (1-x) 1/2 m_1 u_{1,\text{puur},\omega}^2 \quad (2.28)$$

Als de lichte en zware deeltjes dezelfde eindsnelheid bereiken, d.w.z. er is geen sprake van slip, vinden we voor de eindsnelheid van het mengsel $u_{m,\omega}$:

$$u_{m,\omega} = \{5 kT_0 / (x m_z + (1-x) m_1)\}^{1/2} \quad (2.29)$$

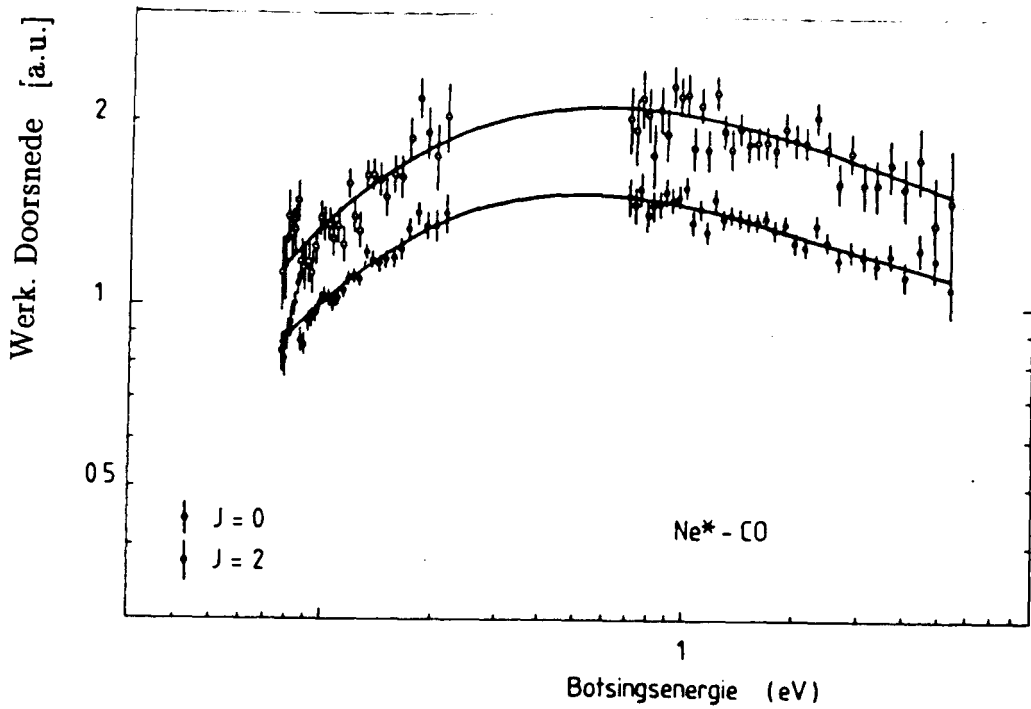
In de limiet voor $x \rightarrow 0$ bereiken we de grootste snelheidswinst:

$$u_{m,\omega}(x=0) = (m_z/m_1)^{1/2} u_{z,\omega} \quad (2.30)$$

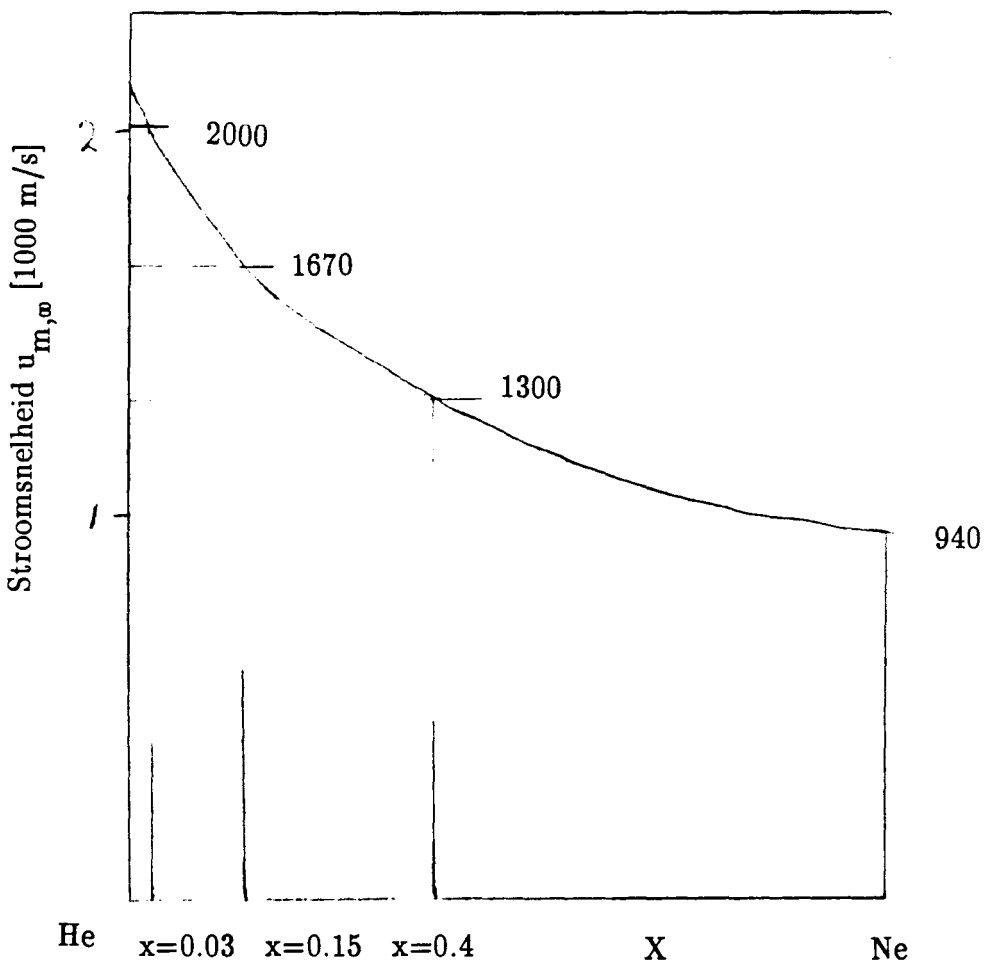
In het geval van Ne ($m_z=20.2$ a.u.) in He ($m_1=4$ a.u.) vinden we voor $u_m(x)$ het verband zoals weergegeven in figuur 2.7. Hierin zijn de mengsels met 3, 15, en 40% Ne aangegeven. Wanneer de stroomsnelheden u_z en u_1 ongelijk zijn ($u_z < u_m < u_1$) dienen de beide snelheidsverdelingen apart beschreven te worden.

Het verschil in stroomsnelheid wordt kleiner, oftewel minder slip, bij vergroten van de fractie van de zware component (waarbij $u_{z,m}$ zelf wel afneemt), of het verhogen van p_0 [MIL 69]. Voor een mengsel van 50% Ne is de stroomsnelheid vanaf $p_0 = 100$ Torr vrijwel gelijk aan de limietwaarde [GOO 84].

De totale deeltjesstroom $\dot{N}_t = \dot{N}_{\text{Ne}} + \dot{N}_{\text{He}}$ is afhankelijk van de mengverhouding. De deeltjesstroom van het mengsel is evenredig met de geluidssnelheid v_s . Deze is



Figuur 2.6 Werkzame doorsneden voor Penning Ionisatie van het systeem $\text{Ne}^* - \text{CO}$ [SCH 86], de linker groep metingen is met de TMB gedaan, de rechter met de HCA.



Figuur 2.7 De bereikte eindsnelheid van een mengsel met een fractie x Neon in Helium, met $T_0 = 450 \text{ K}$ en zonder slip in de expansie.

afhankelijk van druk en dichtheid volgens:

$$v_s = \sqrt{(\gamma p / \rho)} \quad (2.31)$$

Dit betekent dat we de totale deeltjesstroom \dot{N}_t kunnen vinden m.b.v. (2.6) waarin we de karakteristieke snelheid α dienen te vervangen door een effectieve snelheid α_m die gegeven wordt door:

$$\alpha_{0,m}^2 = \{2kT / (xm_{Ne} + (1-x)m_{He})\}^{1/2} \quad (2.32)$$

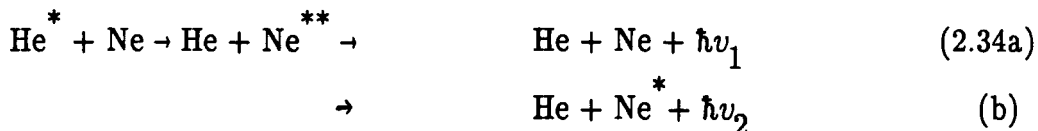
Waar de aanwezigheid van een overmaat aan grondtoestand deeltjes voor de experimenten met de metastabielen geen problemen levert, kan de aanwezigheid van de Helium metastabielen wel storend zijn.

Van Vliembergen [VLI 85] meldt bij een bundel van 50% Ar + 50% He een He^* -intensiteit die slechts ongeveer $1/500^e$ deel bedraagt van wat in eerste instantie verwacht kan worden (de helft van een puur He bundel). Bovendien blijkt de Ar^* -intensiteit ongeveer gelijk aan die bij puur Ar onder verder vergelijkbare omstandigheden.

Bij een mengsel van Ne en He zien we in mindere mate het zelfde effect. Hierbij spelen de volgende factoren een rol. Ten eerste vraagt excitatie van de metastabiele nivo's van Ar en Ne vraagt minder energie dan excitatie van He, resp. 12 en 17 eV tegen 20 eV. Voor de aanslag van een He atoom in de grondtoestand tot He^* dient een elektron minimaal 20 eV uit het veld van de ontlading opgenomen te hebben terwijl het vanaf 12 c.q. 17 eV al een Ar of Ne atoom kan aanslaan. Deze verschillen bevorderen de vorming van Ar^* en Ne^* ten koste van He. Ten tweede kent He als gevolg van zijn geringere massa een grotere gevoeligheid voor skimmerinteractie, en een sterkere verzwakking door het achtergrondgas, t.o.v. Ne. Ten derde zijn er de $He^* + (Ar,Ne)$ processen. Het He^*, Ar systeem kent een grote werkzame doorsnede voor Penning ionisatie $Q_{ion} \approx 10 \text{ \AA}^2$:



waarbij het He metastabiel verloren gaat. Het He^* heeft niet genoeg energie om een Ne atoom te ioniseren, maar er kan wel excitatieoverdracht optreden.



Tot slot kan de skimmer er nog de oorzaak van zijn dat er relatief meer zware dan lichte deeltjes in de bundel terecht komen. In de situatie met min of meer gelijke stroomsnelheden en T_{\perp} voor de beide componenten is de virtuele bronstraal van de zware component een faktor $\sqrt{(m_1/m_2)}$ kleiner dan die van de lichte component. Afhankelijk van de skimmerstraal kan nu een sterke afscherming van de lichte component plaats vinden.

2.8 Bronparameters van de TMB

Voor dat we de in de paragrafen 2.2, en 2.3 beschreven theorie voor de beschrijving van de TMB gebruiken, dienen we ons af te vragen in hoeverre deze nog geldig is.

De totale deeltjesstroom en de snelheidsverdeling voor de metastabielen blijkt m.b.v. de theorie uit paragraaf 2.2 goed beschreven te worden. We dienen wel de hogere temperatuur van het reservoir, ten gevolge van de in de ontlading ontwikkelde warmte, in rekening te brengen. Deze temperatuur T_0 , bedraagt 400 tot 600 K, afhankelijk van de gassoort en reservoirdruk.

De verzwakking van de bundel door skimmerinteractie zal voor de metastabiele deeltjes R^* , door een grotere werkzame doorsnede vanwege de grotere polariseerbaarheid, groter zijn dan voor de grondtoestand deeltjes R . Voor grondtoestand deeltjes gaat het om R - R botsingen, hiervoor geldt in het geval van $R = \text{Ne}$ een werkzame doorsnede voor skimmerinteractie van $Q \simeq 50 \text{ \AA}^2$ [VER 84b]. Voor de metastabielen zijn echter R^* - R botsingen van belang, waarvoor door de grotere polariseerbaarheid van het metastabiel, (waardoor het R^* - R systeem een grotere van der Waals constante C_6 heeft) een werkzame doorsnede voor skimmerinteractie $Q \simeq 100 \text{ \AA}^2$ geldt [RUY 84].

Hoofdstuk 3 DE HOEKVERDELING VAN DE EXCITATIEKANS

3.1 Inleiding

Het stromingspatroon van de atomen in de expansie is goed bekend [hoofdstuk 2], voor de elektronen in de ontlading is dat niet het geval. Tevens is bekend dat de vorming van de metastabiele atomen R^* die deel uitmaken van de bundel, voor meer dan 90% stroomafwaarts van de nozzle plaats vindt [MAE 86]. Doordat de uiteindelijke bundel gevormd wordt door het meest centrale deel van de expansie is het verspreidingspatroon van de elektronen van invloed op het aantal atomen van de bundel dat in een metastabiele toestand verkeerd. We zullen in dit hoofdstuk onderzoeken of we het divergeren van de elektronenstroom kunnen beïnvloeden door het aanleggen van een extra anodespanning.

We beschouwen in figuur 3.1 het gebied stroomafwaarts van de nozzle gelegen. In dit gebied worden edelgas atomen R tijdens $e^- - R$ botsingen aangeslagen, deels naar hoger aangeslagen kortlevende niveau's aangeduid met R^{**} die binnen 20 ns, vervallen onder uitzending van karakteristieke lijnstraling. We gaan deze fluorescentiestraling gebruiken om de hoekverdeling van het uitstromingspatroon $P^*(\Theta)d^2\Omega$ van de geëxciteerde atomen te bepalen. Het verschil tussen dit profiel en de hoekverdeling $P(\Theta)d^2\Omega$ van de atomen, wordt bepaald door de hoekverdeling van de excitatiekans voor de atomen. Deze excitatiekans is bij gegeven hoek Θ afhankelijk van het produkt van de elektronenstroom met de over de energie verdeling $P(E_e)dE_e$ van de elektronen gemiddelde werkzame doorsnede voor excitatie $\langle Q \rangle_{E_e}$, bij deze hoek.

Zo komen we tot de opgave om de hoeveelheid fluorescentiestraling als functie van de bewegingsrichting van de uitstromende atomen te bepalen. Eén component van de deeltjessnelheid wordt vast gelegd door de Dopplerverschuiving van het uitgezonden foton. Omdat de snelheids- en richtingsverdeling van de expanderende atomen

bekend is, is het nu mogelijk om m.b.v. een modelaanpassing de hoekverdeling van de excitatiekans te bepalen. We gaan dus op basis van het Doppler verbrede lijnprofiel van een $\text{Ne}^{**} - \text{Ne}^*$ overgang de hoekverdeling van de excitatiekans voor de atomen bepalen. We zullen hierbij de anodespanning van de ontlading variëren om te zien of deze van invloed is.

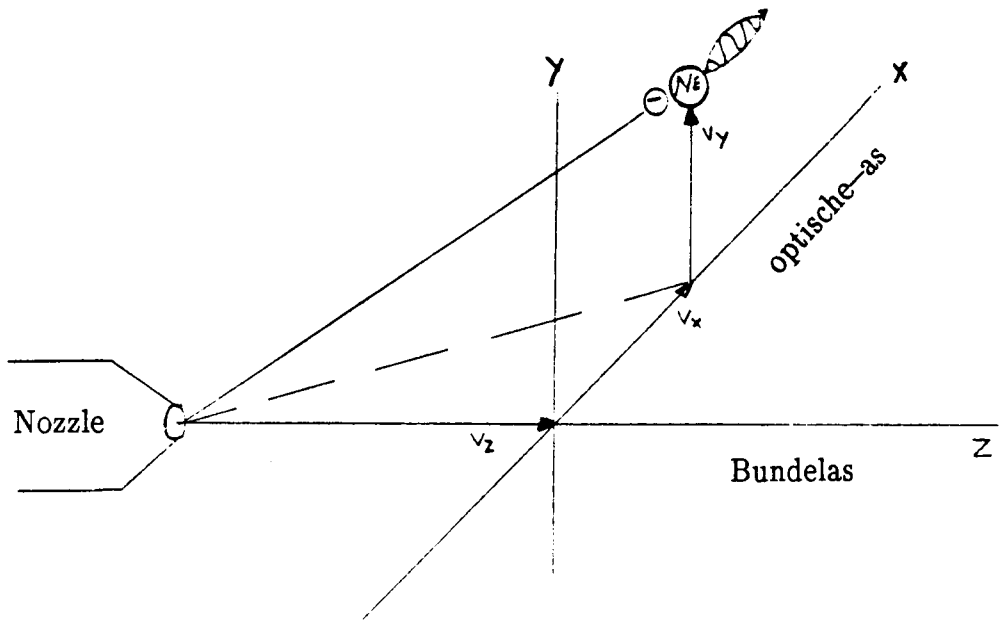
Dopplerverbreedingen van een fluorescentielijn worden veelal m.b.v. een vlakke plaat Fabry–Perot interferometer (FP) gemeten. Ook wij hebben een interferometer van dit type gebruikt. Om deze succesvol te gebruiken dienen we het signaal te beperken tot één fluorescentielijn. We selecteren deze lijn door het gebruik van een smalbandig interferentiefilter passend bij de gekozen $\text{Ne}^{**} - \text{Ne}^*$ overgang. Een beschrijving van deze filters, plus experimenteel bepaalde transmissiefuncties wordt gegeven door Ruyten [RUY 84]. Samen met nog het één en ander aan apparatuur vormen deze componenten de ingrediënten voor de opstelling beschreven in paragraaf 3.2.

In paragraaf 3.3 wordt de transmissie karakteristiek van het optisch–systeem behandeld.

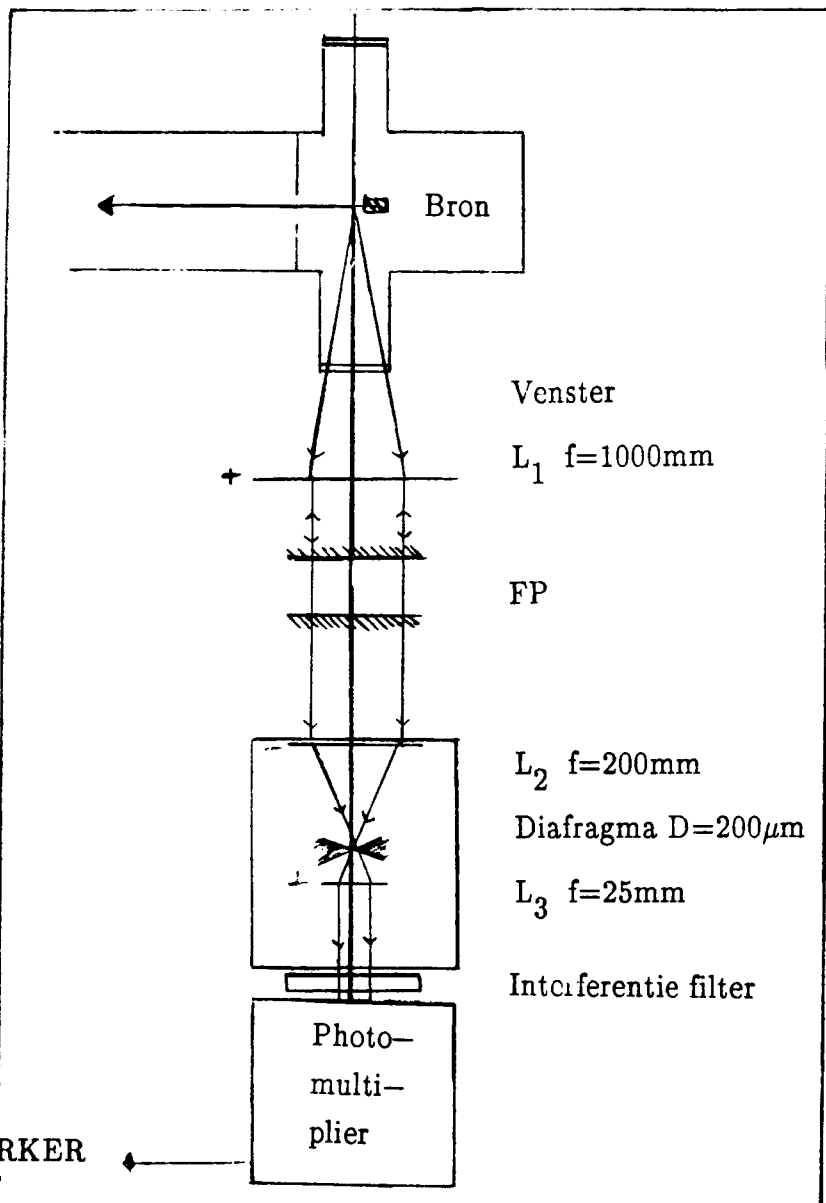
In paragraaf 3.4 wordt uit de doeken gedaan hoe de opgemeten profielen verwerkt worden. In paragraaf 3.5 worden de belangrijkste meetresultaten gepresenteerd, paragraaf 3.6 besluit dit hoofdstuk met enkele conclusies en opmerkingen.

3.2 De opstelling

Voor de metingen hebben we gebruik gemaakt van de bron in de Klaver–4 opstelling. Deze bron bevindt zich in een aparte vacuumkamer, voorzien van twee vensters, waardoor de bron en ontlading waargenomen kunnen worden. Dit vat wordt gepompt door een turbomoleculair pomp met een pompsnelheid van 110 l/s. De anode, die gevormd wordt door de skimmer, is elektrisch geïsoleerd in de scheidingswand naar de volgende vacuumkamer gemonteerd. Ten behoeve van onze metingen hebben we een optische tafel met het gehele selectie– en detectiesysteem aangeschoven (figuur 3.2).



Figuur 3.1 Het gebied achter de nozzle waar de excitatie plaats vindt.

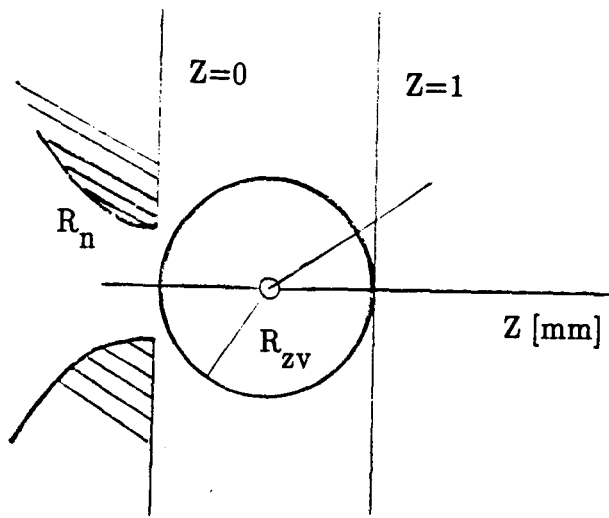


Figuur 3.2 De opstelling van de optische componenten voor de metingen van de profielen van de fluorescentiestraling bij $z = 0.5 \text{ mm}$.

We voeren een assenstelsel in zoals weergegeven in figuur 3.1: de Z-as wordt gevormd door de bundelas, de X-as is de optische as, en de Y-as geeft de vertikaal. De oorsprong is het centrum van het gebiedje waarvan we de fluorescentiestraling met een achromatische lens L_1 ($f_1=1000$ mm) als een loodrechte bundel op frontplaat van de FP (Tropel model 360) afbeelden. De lens kan in de Z-richting verschoven worden zodat de positie van het focus tussen $z=0$ en $z=z_{\text{skimmer}}$ gekozen kan worden. Door de FP piezo-elektrisch te verstemmen (Tropel ramp generator model 361) scannen we het profiel van een Doppler verbreedde fluorescentielijn.

Het aan de achterzijde van de FP uittredende licht wordt door lens L_2 ($f_2=200$ mm) afgebeeld op een pinhole. Dit diafragma heeft een diameter van $200 \mu\text{m}$. Het diafragma wordt door de combinatie van L_2 en L_1 op de bundelas afgebeeld, en bakent zo het gebied waarvan de fluorescentiestraling afgebeeld wordt, af. Dat gebied heeft een doorsnede van 1 mm en ligt als een cilindertje rond de optische as ter plaatse van de bundelas (figuur 3.3). Het diafragma wordt naar de andere kant door lens L_3 ($f_3=25$ mm) afgebeeld op het interferentiefilter. Met dit smalbandige filter ($\Delta\lambda=2$ nm) wordt de doorgelaten straling beperkt tot die van de gekozen $\text{Ne}^{**} - \text{Ne}^*$ overgang. Na passage van dit filter bereiken de fotonen de fotokathode van de fotomultiplier, waarvan de pulsen in een PAR 1120 pulsversterker omgezet worden in TTL pulsen en zo aan de multiscalar van de computer toegevoerd worden. De in een met Peltier-elementen gekoeld huis geplaatste photomultiplierbuis levert een donkersignaal van minder dan 10 Hz. De lenscombinatie L_2 en L_3 brengt tevens de lichtbundeldiameter terug van 40 mm (de doorsnede van de FP platen) naar 5 mm wat binnen de afmetingen van de fotokathode valt.

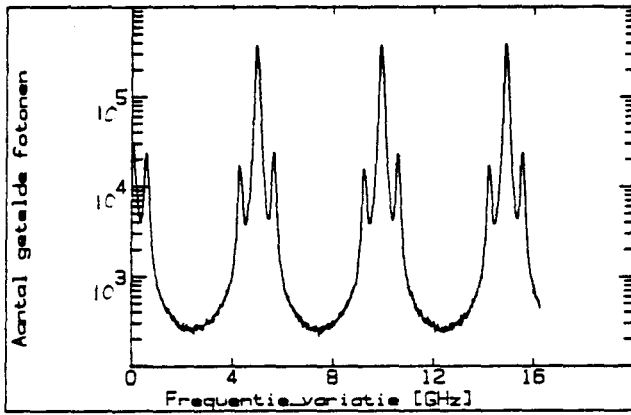
Het interferentiefilter is lichtdicht tegen het huis van de photomultiplier gemonteerd. Hierdoor wordt al het strooilicht met een golflengte verschillend van die van de gekozen overgang met een faktor 10^6 onderdrukt. Minimalisering van het achtergrond signaal stelt hoge eisen aan afscherming van strooilicht, terwijl verduistering ondoenlijk was. Ook worden hoge eisen gesteld aan de uitlijning van het stelsel L_2 , diafragma, en L_3 wegens de korte brandpuntsafstand van L_3 . Hieraan is voldaan door plaat-



Figuur 3.3

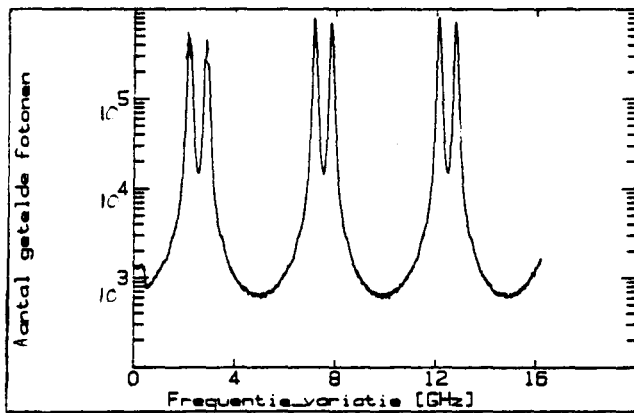
De doorsnede van het zichtvolume bij de bron in het Y-Z vlak bij X=0.

$$R_n = 115 \mu\text{m} \quad R_{zv} = 500 \mu\text{m}$$



Figuur 3.4

Het transmissieprofiel van de FP bepaald met een HeNe laser, $F = 48$.



Figuur 3.5

Het transmissieprofiel van de FP bepaald met een HeNe laser, $F = 46$.

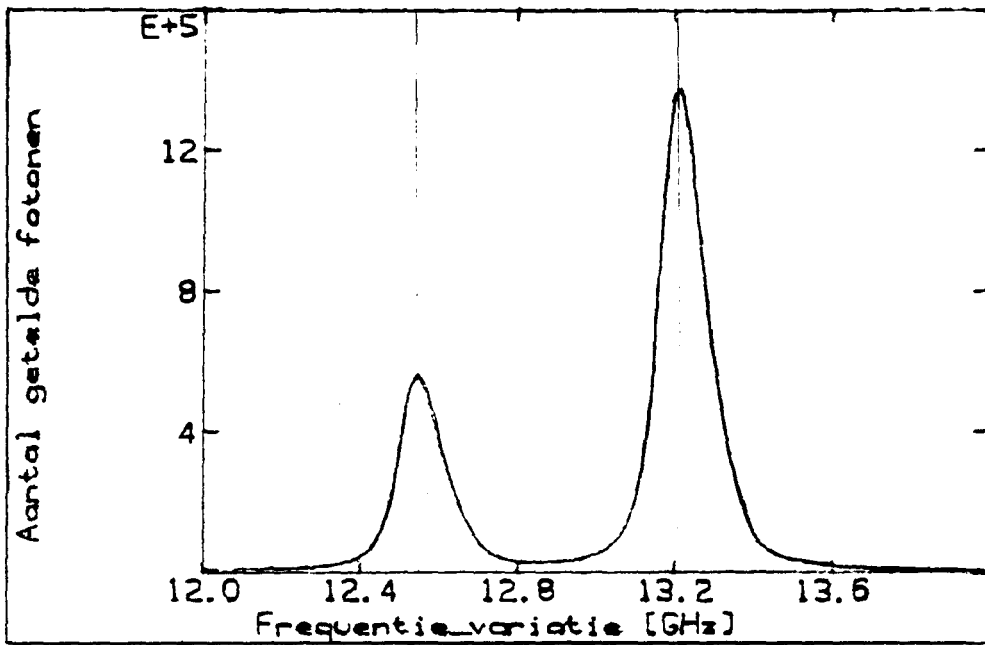
sing van het hele stelsel in een lichtdicht kamertje waarvan L_2 in het frontvlak gemonteerd is, en het interferentiefilter in het eindvlak. Op deze manier zorgt het diafragma tevens voor een sterke reductie van het strooilicht.

3.3 Transmissie karakteristiek van de opstelling

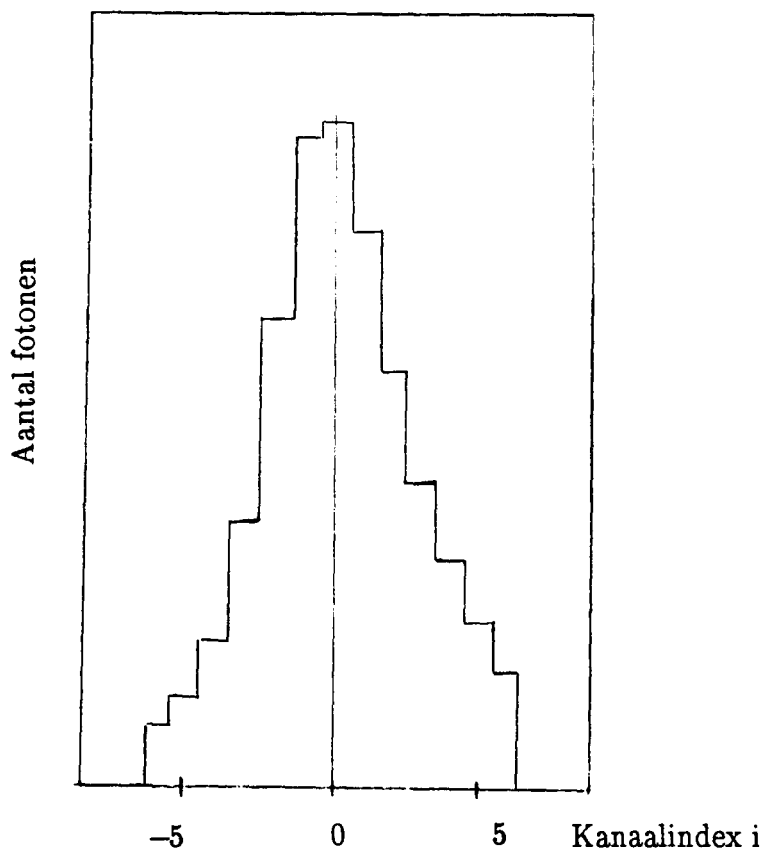
Ter bepaling van het apparaatprofiel hebben we een HeNe-laser gebruikt, die ook voor de uitlijning en instelling diende. De output van een HeNe-laser ligt met 632.8 nm dicht in de buurt van de door ons gebruikte lijnen. De verschillen in de finesse ten gevolge van de golflengte afhankelijkheid van de reflectiecoëfficiënt zijn eenvoudig om te rekenen, en de $R(\lambda)$ curve van de gebruikte platen is bekend (figuur A.2). De lijnbreedte van de laser is te verwaarlozen, zodat de laseroutput gegeven wordt door de som van de monochromatisch te beschouwen cavity-modes van de laser die meedoen. Tevens is dit een goede controle voor het hele systeem.

In de figuren 3.4 t/m 3.6 zijn enkele van deze controle metingen weergegeven. Afhankelijk van de temperatuur van de laserbuis vertonen 2 of 3 cavity-modes laserwerking. Bezien we het histogram in figuur 3.7, dat de kanaalinhouden rond een piek afkomstig van de laser weergeeft, dan zien we dat het Airy profiel niet goed 'opgelost' wordt. Het aanzienlijke verschil tussen de kanalen met index -1 en 1 is het gevolg van de toevallige exacte ligging van de laserlijn binnen kanaal 0 . Tevens zien we dat de pieken licht asymmetrisch zijn. Dit kan het gevolg zijn van het niet volkomen plan-parallel staan van de FP-platen [BOR 75].

We hebben uit deze spectra waarden van de finesse bepaald, eveneens door model-aanpassing. Het model is in dit geval de Airy-functie met als vrije parameter de finesse F . Verder zijn er nog twee vrije parameters n.l. een voorfactor, en de exacte ligging van de laserlijn. Het model is iets verfijnd door opsplitsing van ieder kanaal M_i in 10 'subkanalen' $M_{i,j}$. Voor deze subkanalen wordt de inhoud afzonderlijk met het model bepaald die vervolgens gesommeerd worden.



Figuur 3.6 Een uitsnede van het transmissieprofiel van de FP bepaald met een HeNe laser, $F = 37$. Het blijkt dat de pieken asymmetrisch zijn.



Figuur 3.7 De kanaalinhouden van een piek uit een ijkmeting met $F = 46$.

$$M_i = \sum_{j=0}^9 M_{i,j}$$

Dit levert een betere correspondentie met de continu verlopende verstemming van de centrale doorgelaten golflengte. Op basis van 17 kanalen die de $FW10^{-1}M$ (de volle breedte op 10% van het maximum) bevatten, is vervolgens de finesse F bepaald. De gemiddelde waarden zijn in tabel 3.1 opgenomen. We zien dat de finesse in de loop van de tijd afneemt. Ook in de waarden van de finesse bepaald uit de eigenlijke metingen zien we steeds een geleidelijke afname. Dit is te wijten aan een geleidelijke verslechtering van het plan parallel staan van de FP-platen, als gevolg van variaties in de omgevingstemperatuur.

Vooruitlopend op de bespreking van het meetresultaat melden we vast dat er een grote discrepantie bestaat tussen de met de HeNe-laser bepaalde waarden van de finesse, en die welke uit de fluorescentiemetingen volgen. De HeNe waarden liggen tussen 50 en 35, terwijl die uit de metingen tussen 30 en 25 liggen. De verschillen kunnen niet met het verschil in reflectiecoëfficiënt verklaard worden. De reflectiecoëfficiënt is bij 653 nm zelfs groter dan bij 632.8 nm. De verklaring is dat door de geringe spotdiameter van de laserbundel hier de vlakheids-finesse (appendix 1) geen rol speelt, waardoor de waarden veel hoger liggen. Dit betekent tevens dat de vrij sterke afname tijdens de meetserie bij $\lambda=607$ nm, zoals geconstateerd met de ijkmetingen, voor de fluorescentiemetingen minder grote gevolgen heeft.

λ [nm]	653	607
F_1	47.7	46.0
F_2	44.0	36.5

Tabel 3.1 De gemeten finesse vóór (F_1) en ná (F_2) de meetseries bij verschillende golflengte. Tussen beide series is de stand van de FP-platen bijgesteld.

Positief resultaat is dat deze ijkmetingen laten zien dat de opstelling goed is uitgelijnd. Verder is door de grote gevoeligheid voor een onvolkomen plan parallelle stand bij de ijkmetingen t.g.v. de kleine spotdiameter van de laser, een zeer nauwkeurige controle op de instelling van de platen mogelijk. Door het teruglopen van de finesse dient elke meting met een afzonderlijke en simultaan te bepalen waarde voor de finesse verwerkt te worden.

3.4 Verwerking van de metingen

De opgemeten profielen van een fluorescentielijn worden bepaald door de combinatie van de volgende factoren:

- 1) het hoekpatroon van de excitatiekansen van de atomen;
- 2) het verspreidingspatroon van de atomen, en hun snelheidsverdeling
- 3) het oplossend vermogen van het meetsysteem, feitelijk het apparaatprofiel

Om de informatie over de excitatiehoekverdeling uit de metingen te halen gebruiken we de methode van de modelaanpassing. Deze methode vereist het opstellen van een modelfunctie $M(p_i)$ die een of meerdere variabelen p_i bevat. De beste waarden voor deze vrije parameters worden dan volgens het kleinste kwadraten criterium bepaald. Volgens dit criterium zijn de meest waarschijnlijke waarden voor de parameters p_i die waarvoor de som

$$\chi^2 = \sum_j (A_j - M_j(p_i))^2 / \sigma_j^2$$

minimaal is. Hierbij staat A_j voor het j^{de} meetpunt met standaard deviatie σ_j

De grootste moeilijkheid bij het opstellen van het model is gelegen in de keuze van een geschikte modelfunctie voor de hoekverdeling van de excitatie. Wij zullen aannemen dat deze dezelfde symmetrie heeft als het verspreidingspatroon van de gasatomen: rechtlijnig, symmetrisch om de bundelas, en schijnbaar uit het virtuele bronpunt ontspringend. Het hoekpatroon wordt dan beschreven met een hoekverde-

lingsfunctie $F_{\text{ex}}(\Theta)d^2\Omega$, met Θ de hoek met de bundelas.

Voor de verwerking zijn de volgende twee modelfuncties gebruikt:

- 1) $F_{\text{ex}}(\Theta)d^2\Omega = \exp(-(\Theta/\Theta_0)^2) d^2\Omega$ waarbij de "beste" waarde voor Θ_0 bepaald wordt i.e. de hoek waarbij F tot 1/e is afgenomen
- 2) $F_{\text{ex}}(\Theta)d^2\Omega = \cos^m(\Theta) d^2\Omega$ waarbij m bepaald dient te worden.

De overige factoren leveren geen grote problemen op. De hoekverdelingsfunctie voor de edelgasatomen in de expansie is bekend (2.10) en de snelheidsverdeling van de deeltjes kan bepaald worden uit de druk en temperatuur in het gasreservoir (2.13, en 2.24).

Voor de derde factor, het apparaatprofiel, blijft als bepalende factor over de finesse bepaald door de FP, en de combinatie lens L_2 , en diafragma P. Doordat de hoogte in het minimum van het spectrum, door het vrijwel ontbreken van achtergrondsignaal, bepaald wordt door de finesse, is deze in hoge mate onafhankelijk uit het spectrum te bepalen.

Als laatste factor van invloed op de hoeveelheid fotonen met een Dopplerverschuiving door snelheid v_x (de optische as is de X-as), is de verblijftijd van een atoom met snelheidscomponent v_x binnen het zichtvolume. Ons zichtvolume is cilindervormig, met een as die de bundelas enigzins stroomafwaarts van het virtuele bronpunt snijdt. We brengen de verblijftijd in rekening met de factor $(v \cos(\Theta))^{-1}$. Deze factor correspondeert met een zichtvolume begrensd door de twee vlakken $z=0$ en $z=1$ mm (figuur 3.3).

Nu stellen we op basis van: de uitdrukking $F_{\text{ex}}(\Theta)d^2\Omega$ voor de hoekverdeling van de excitatie, de snelheidsverdeling $P(v)dv$, de intensiteitsverdeling $I(\Theta)d^2\Omega$, en de hierboven genoemde $(v \cos(\Theta))^{-1}$ voor de verblijftijd van de atomen, de uitdrukking voor de genormeerde excitatiesnelheid $E(v_x)dv_x [s^{-1}]$ voor atomen met een snelheidscomponent in de X-richting van v_x , op. De verdelingsfunctie van de atomen $P(v)I(\Theta)dvd^2\Omega$ wordt gegeven in bolcoördinaten, zo ook $F_{\text{ex}}(\Theta)d^2\Omega$. Omdat we met

het model $E(v_x)dv_x$ in cartesische coördinaten moeten berekenen, stappen we over op cartesische coördinaten. Eerst schrijven we $d^2\Omega = \sin(\Theta)d\Theta d\varphi$, vervolgens brengen we de Jacobiaan van de 3x3 matrix $[d(r,\Theta,\varphi)/d(x,y,z)] = (\sin(\Theta)v^2)^{-1}$ behorend bij de overgang van bol- naar cartesische coördinaten in rekening. Dit levert voor $E(v_x) dv_x$:

$$E(v_x) dv_x = \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty dv_Z dv_Y P(v(v_{x,y,z})) \cdot I(\Theta(v_{x,y,z})) \cdot F_{\text{ex}}(\Theta(v_{x,y,z})) / (v^3 \cos(\Theta)) dv_x \quad (3.1)$$

met: $v = \sqrt{(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}$, $\Theta = \arctan(v_\perp/v_z)$, en $v_\perp = \sqrt{(v_x^2 + v_y^2)}$.

De laatste stap om het modelspectrum $S(v_x)$ met de metingen te kunnen vergelijken, bestaat uit convolutie met het apparaatprofiel gegeven door de Airy functie, wat oplevert:

$$S(v_x) dv_x = \int_{\text{FSR}} \text{Airy}(w) E(v_x - w) dw dv_x \quad (3.2)$$

Met u_{FSR} voor de met een hele FSR corresponderende snelheid, loopt de integratie over w van $-u_{\text{FSR}}/2$ tot $u_{\text{FSR}}/2$. Deze integratie zetten we direct om in een sommatie aangezien het spectrum uit een verzameling discrete kanalen bestaat met als resultaat:

$$S(i) = \sum_j \text{Airy}(j) E(i-j) \quad (3.3)$$

voor het signaalkanaal met index i . De sommatie over j loopt van $-N_{\text{FSR}}/2$ tot $N_{\text{FSR}}/2$.

De Airy functie bevat de nader te bepalen coefficient van finesse. Deze zal een van de vrije parameters in de kleinste kwadraten analyse zijn.

Liever hadden we deze coefficient afzonderlijk bepaald, en zodoende een variabele geelimineerd. Als gevolg van de in paragraaf 3.3 beschreven situatie was dit niet mogelijk.

3.5 Het meetresultaat

Figuur 3.8 laat een meting en het met de modelfunctie berekende verloop zien. Het valt op dat er in de linker flank van het profiel een schouder blijkt te zitten. Deze schouder wordt veroorzaakt door een tweede piek afkomstig van het ^{22}Ne isotoop. De natuurlijke samenstelling van Neon is:

90.92 % ^{20}Ne , 0.30 % ^{21}Ne , en 8.82 % ^{22}Ne .

De ligging van deze tweede piek in het spectrum stemt volledig overeen met de isotoopverschuiving van ^{22}Ne voor de beide gebruikte overgangen. Voor de $2p_7-1s_3$ (Passchen notatie) overgang ($\lambda=653$ nm) geldt $\Delta\nu=1600$ Mhz, en voor de $2p_3-1s_4$ overgang ($\lambda=607$ nm) geldt $\Delta\nu=1700$ Mhz [ODI 65].

Ten behoeve van een correcte modelaanpassing hebben we de ^{22}Ne bijdrage in het model opgenomen. Voor het overige zijn er voor ons geen verschillen van belang tussen de ^{22}Ne bijdrage, en die van het ^{20}Ne zodat we ons model aanpassen door 3.2 te vervangen met:

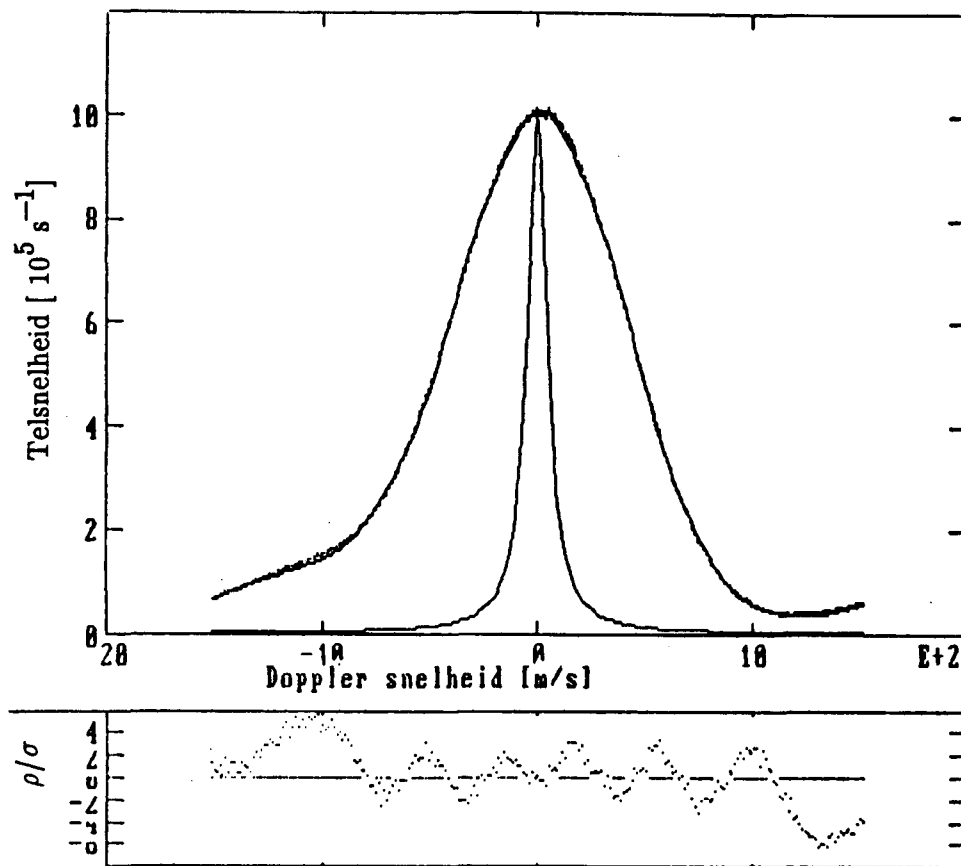
$$S(v_x) := I^{20}\text{Ne}(v_x) + 0.097 I^{22}\text{Ne}(v_x - \Delta v_x) \quad (3.4)$$

Hierin is Δv_x het met de isotoopverschuiving corresponderende verschil in snelheid in de richting van de optische-as (appendix 2), en geldt $\Delta v_x = 1160$ m/s bij $\lambda = 653$ nm, en $\Delta v_x = 1032$ m/s bij $\lambda = 607$ nm.

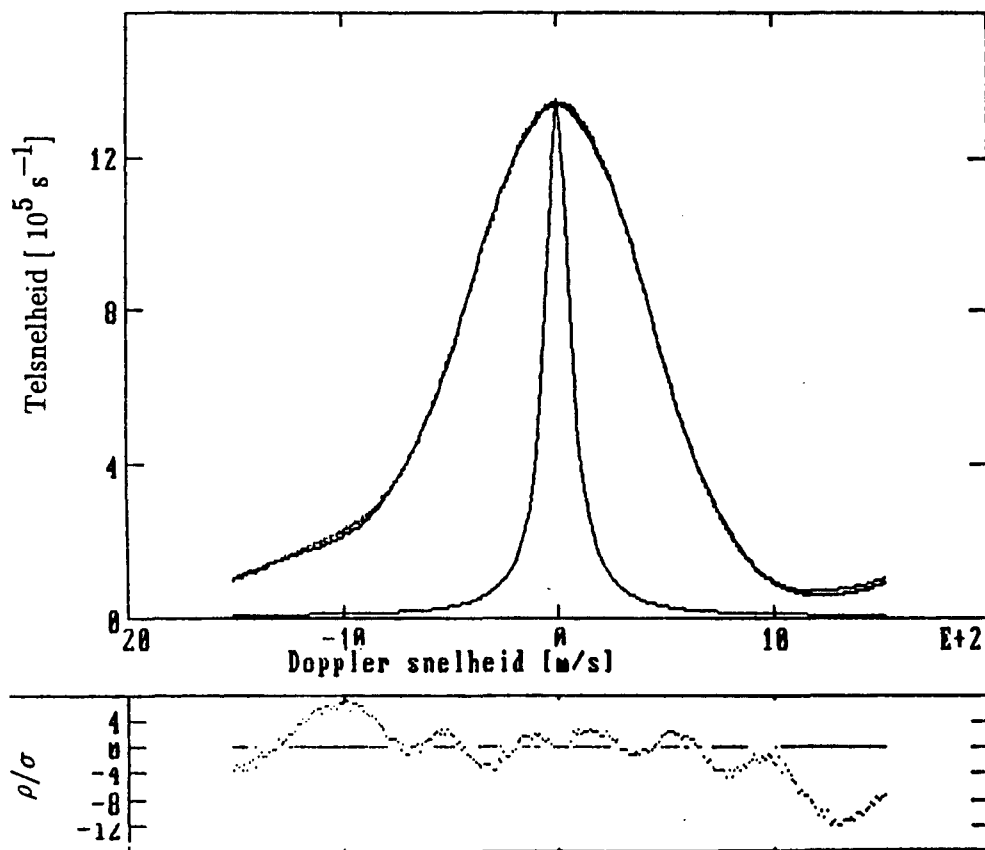
Het model bevat uiteindelijk de volgende vrije parameters: de gezochte Θ_0 , (of de macht m in het cosinus macht model), de exacte ligging van het nulpunt van de snelheidsschaal v_0 in het spectrum waarbij $v_x=0$, de finesse F , en de verhouding van de ^{22}Ne piek tot die van ^{20}Ne .

De waarde van v_0 is zonder betekenis zolang hij maar dicht bij het kanaal met maximale inhoud ligt. Dit getal moet voor iedere meting apart bepaald worden, hetgeen in alle gevallen met grote nauwkeurigheid gebeurd is.

Bij de uitwerking van de metingen met dit model is gebleken dat al naar gelang het aantal vrije variabelen en de beperking van het maximaal toegestane aantal iteraties de berekening een kwartier tot vele uren rekentijd op een IBM AT vraagt.



Figuur 3.8 Meting en modelfunctie met $\Theta_0 = 0.75$ en $F = 27$ bij een anodespanning van 0 V. De piek in het midden geeft de Airy functie voor $F=27$. Het onderste deel van de figuur geeft het op de standaard deviatie σ_1 genormeerde residu ρ_1/σ_1 .



Figuur 3.9 Meting en modelfunctie met $\Theta_0 = 0.77$ en $F = 22$ bij een anodespanning van 200 V. De piek in het midden geeft de Airy functie voor $F=22$. Het onderste deel van de figuur geeft het op de standaard deviatie σ_1 genormeerde residu ρ_1/σ_1 .

Deze duur het gevolg van het produkteffect van de volgende factoren: het aantal iteraties (5 á 10), voor verscheidene parameters (2 á 4), wat steeds voor een groot aantal datapunten (125) het numeriek benaderen van de dubbele integraal uit 3.1 vraagt. In vrijwel alle gevallen trad convergentie op. Het model levert in het bepaalde optimum een goede beschrijving van de metingen, zoals te zien is in de figuren 3.8 en 3.9. In tabel 3.2 zijn de bepaalde parameterwaarden bijeen gezet.

De waarden van de finesse F uit de modelaanpassing liggen aanzienlijk lager dan die welke uit de referentie metingen met de HeNe-laser volgen. Dit is te wijten aan de kleinere vlakheidsfinesse voor een lichtbundel met een grotere diameter. De bepaling van v_0 blijkt zeer goed te reproduceren, zodat we deze na enkele proefanalyses gefixeerd hebben in het kleinste kwadraten proces. Dit levert een aanzienlijke besparing van rekentijd. Hetzelfde had voor de finesse kunnen gelden, echter de correlatie met de hoek Θ_0 , of de exponent m , laat dat niet toe.

Tijdens de verwerking bleek, dat bij gebruik van de literatuurwaarde [HCP 83] voor de $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$ verhouding (0.097), er ter plaatse van de tweede piek een discrepantie tussen het gemeten spectrum en het modelspectrum te bestaan. Variaties rond de gehanteerde isotoopverschuiving [ODI 65] geven geen verbetering te zien. Vervolgens hebben we van de isotoopverhouding een variabele gemaakt, en er de waarde van bepaald die de beste overeenstemming tussen model en metingen opleverd. Dit bleek de discrepantie aanzienlijk te verkleinen.

Modelaanpassing levert voor de beide gebruikte overgangen verschillende waarden, die beide significant van 0.097 afwijken. Per meting fluctueert dit getal iets, de gemiddelde waarde van de afwijking van de isotoopverhouding bij $\lambda=607$ nm bedraagt 1.6σ , en bij $\lambda=653$ nm is deze gelijk aan -10.2σ , waarbij gemiddeld is over resp. 15 en 10 spectra, en de grootte van de standaard deviatie uit de spreiding van de resultaten bepaald is. Opmerkelijk is dat de afwijkingen een tegengesteld teken hebben. Tot op heden hebben we geen verklaring voor deze afwijkingen kunnen vinden. Een verklaring gebaseerd op een verschil in de branching ratio's voor de verschillen de isotopen heeft als bezwaar dat hiervoor in de literatuur geen

enkele aanwijzing gevonden kon worden. Verklaring van het verschil door onvolkomenheden in de experimentele situatie wordt bemoeilijkt doordat de afwijking bij de twee meetseries een verschillend teken heeft.

De meetserie bestaat uit een reeks waarbij de anode spanning V_a van 0 V met stappen van 50 V tot 200 V toeneemt. De kolommen met halve 1/e breedte uit de tabellen 3.2 en 3.3 laten een toename van de 1/e breedte bij oplopende anodespanning zien. Dit zou wijzen op een verbreding van het hoekprofiel van de verdeling van de elektronen vermenigvuldigt met de over de energie verdeling gemiddelde werkzame doorsnede voor excitatie, hetgeen niet waarschijnlijk is. Wij zoeken de verklaring voor de gevonden toename van de 1/e breedte in het gevolg van de verhoging van de anode potentiaal voor de brontemperatuur. Als gevolg van de vergrote warmteproductie in de bron (een royale verdubbeling voor de verandering van de V_a van 0 naar 200 V) zal de brontemperatuur stijgen, en daarmee de stroomsnelheid u . De verdubbeling van de warmteproductie heeft een potentiële vergroting van u met 15%. Een dergelijke toename van u zal bij de modelaanpassing tot uitdrukking komen in een ook ongeveer 15% grotere 1/e breedte van het excitatiehoekprofiel.

De verschillen in Θ_0 tussen $\lambda=653$ nm en $\lambda=607$ nm wijzen we aan een niet identieke positie van het focus van lens L_1 op de bundelas tijdens de verschillende meetseries.

De grootste bijdrage tot het residu komt uit het gebied van de ^{22}Ne piek. Daar bestaat nog enige discrepantie tussen meting en model, als gevolg daarvan beweegt $\chi^2/N-M$ zich tussen 9 en 25. De onzekerheid in de 1/e breedte, bepaalt op basis van het residu, ligt in alle gevallen rond de 1%. Als gevolg van de niet volledige overeenstemming van model met de meetsituatie is de absolute onzekerheid groter. Voor de relatieve onzekerheid is de onbekendheid van de exacte brontemperatuur de bepalende factor.

V_{anode}	Θ_0 [rad]	m (Θ_0 [rad])	F_1 / F_2	$(\chi^2_{N-M})_1 / (\chi^2_{N-M})_2$
0	0.752	3.07 (0.764)	27.4/26.4	7.1 / 6.7
50	0.747	3.12 (0.759)	27.2/26.1	8.5 / 10.0
100	0.761	2.99 (0.773)	26.1/25.2	10.7 / 12.1
150	0.768	2.86 (0.788)	24.7/24.2	13.8 / 15.3
200	0.768	2.83 (0.792)	21.6/23.0	20.1 / 18.8

Tabel 3.2 Het resultaat van de modelaanpassing bij de metingen bij $\lambda=607$ nm voor Θ_0 met de modelfunctie: $F(\Theta) = \exp(-(\Theta/\Theta_0)^2)$ (No 1), en voor m met $F(\Theta) = \cos^m(\Theta)$ (No 2). Ter vergelijking is ook voor dit model de 1/e breedte $\Theta_{1/e}$, te vergelijken met Θ_0 , bepaald. Tevens zijn gegeven de finesse F_1 en F_2 , en het residu χ^2 gedeeld door het aantal datapunten N (=250) min het aantal vrije parameters M (=3).

V_{anode}	Θ_0 [rad]	m (Θ_0 [rad])	F_1 / F_2	$(\chi^2_{N-M})_1 / (\chi^2_{N-M})_2$
0	0.583	5.34 (0.593)	31.1/29.6	22.3 / 25.8
50	0.597	5.11 (0.605)	31.0/29.5	23.3 / 27.1
100	0.659	4.08 (0.672)	30.2/29.0	22.8 / 26.9
150	0.672	3.91 (0.685)	29.1/28.0	22.7 / 26.8
200	0.692	3.67 (0.705)	27.5/26.5	20.2 / 24.5

Tabel 3.3 Het resultaat van de modelaanpassing bij de metingen bij $\lambda=653$ nm voor Θ_0 met de modelfunctie: $F(\Theta) = \exp(-(\Theta/\Theta_0)^2)$ (No 1), en voor m met $F(\Theta) = \cos^m(\Theta)$ (No 2). Ter vergelijking is ook voor dit model de 1/e breedte $\Theta_{1/e}$, te vergelijken met Θ_0 , bepaald. Tevens zijn gegeven de finesse F_1 en F_2 , en het residu χ^2 gedeeld door het aantal datapunten N (=250) min het aantal vrije parameters M (=3).

De parameters die met het cosinusmacht-model bepaald zijn laten eenzelfde beeld zien. De 1/e breedte van de beide hoekprofielen komen vrijwel overeen. De finesse wordt systematisch ongeveer 5 % lager gesteld, hetgeen te wijten is aan het verschil in karakteristiek. Het cosinusmacht-model levert met die lagere finesse een vrijwel even goede beschrijving van de metingen. Het residu χ^2 ligt met dit model in de meeste gevallen iets hoger, echter niet zoveel dat de voorkeur aan het andere model geven moet worden.

3.6 Conclusies en Slotopmerkingen

Het met deze opstelling bereikte oplossend vermogen is beperkt. Door een uitgebreide en nauwkeurige analyse is het gewenste resultaat toch bereikt.

De verbreding van het excitatiehoekprofiel met toenemende anodespanning als uitkomst van de modelaanpassing, dient toegeschreven te worden aan de verhoging van de brontemperatuur door een grotere warmteontwikkeling in de bron. De toename van de 1/e breedte voor $V_a=200$ V t.o.v. $V_a=0$ V met 3% is veel geringer dan de potentiële toename van 15% door een hogere brontemperatuur. We mogen hier echter niet uit concluderen dat het hoekprofiel van de excitatie feitelijk afneemt. Dat zou pas mogelijk zijn wanneer simultaan of aansluitend, de snelheidsverdeling afzonderlijk bepaald wordt.

Voor een nadere bestudering van de afwijkingen in het ^{22}Ne signaal is een hoger oplossend vermogen noodzakelijk. Dit kan eenvoudig bereikt worden door diafragmering. Daarmee wordt de gevoeligheid voor variaties in de omgevingstemperatuur (op te vangen door temperatuurstabilisatie) en luchtdruk snel groter. Een grondige maar complexe oplossing voor deze problemen bestaat uit het continu bijregelen van de plaatstand van de FP [BRU 75]. Doordat de Airy-functie niet naar nul gaat is men voor een nauwkeurige analyse snel op deconvolutie van de meting [KAM 74], of convolutie van een modelfunctie aangewezen. Bij modelaanpassing

kan het vooraf éénmalig deconvolueren van de meting een grote winst aan rekentijd opleveren. Hiertoe dient de finesse goed bekend te zijn. Omdat die waarde in ons geval niet constant is en niet vooraf uit de meting te bepalen is, zou dat voor ons betekenen het uitvoeren van valide ijkmetingen vóór en ná iedere fluorescentiemeting.

Hoofdstuk 4 LOKALISATIE VAN DE METASTABIELEN-PRODUKTIE

4.1 Inleiding

De ontlading die voor de excitatie van de atomen zorgt, staat over een kathode in het gasreservoir, naar de anode gevormd door de skimmer. Dat betekent dat excitatie over dat hele traject mogelijk is. Zelfs excitatie voorbij de skimmer is niet uitgesloten aangezien elektronen net als atomen door de skimmeropening kunnen 'vliegen'. Het in dit hoofdstuk beschreven onderzoek is opgezet om te bepalen waar de excitatie van de metastabielen die zich in de bundel bevinden plaats vindt, en in hoeverre dit voor een mengbundel afhangt van de samenstelling.

Vooraf was al bekend geworden dat de metastabielen produktie in de bronkamer (voor zover aanwezig) geen bijdrage van betekenis tot het aantal metastabielen in de uiteindelijke bundel levert. Dit is vast gesteld door met een smalle laserbundel de metastabielen direct achter de nozzleopening te deëxciteren. Dan blijkt dit geen of nauwelijks effect op het aantal metastabielen in de bundel te hebben [MAE 86]. We zullen deze techniek gebruiken om te bepalen welk deel van de metastabielen produktie voor een bepaalde positie op de bundelas plaats heeft gevonden. Door het verrichten van een reeks van deze metingen bepalen we het verloop van de metastabielen produktie.

Op deze manier hebben we het produktieverloop voor een Neon-bundel, bij verschillende reservoirdichtheden, bepaald. Daarna hebben we hetzelfde gedaan voor enkele mengbundels (paragraaf 2.7) van Neon in Helium. We vinden dan zowel metastabiele Neon atomen Ne^* , als Helium atomen He^* . Omdat in een experimentele situatie slechts het Ne^* gewenst is, zullen we aandacht besteden aan de Ne^*/He^* verhouding.

In de paragraaf 4.2 worden de uitkomsten van de voorgaande onderzoeken samen-

gevat, daarmee is dan tevens onze uitgangspositie geschetst. In paragraaf 4.3 komt het meetprincipe aan de orde. Vervolgens wordt in paragraaf 4.4 een beschrijving van de meetopstelling gegeven. De verrichtte metingen komen in paragraaf 4.5 aan de orde, tevens wordt een kwantitatieve beschrijving van de uitkomsten gegeven. Bespreking van het resultaat voor de pure bundel vindt in paragraaf 4.6 plaats. In paragraaf 4.7 volgen de resultaten voor de mengbundels.

4.2 Voorgaand onderzoek

Het onderzoek naar het excitatie proces is begonnen bij Meyer [MEY 85]. Hij heeft de ontlading in de expansie van een Helium bundel bestudeerd. Met behulp van een vrij eenvoudige opstelling heeft hij op een reeks posities op het traject van nozzle naar skimmer, de uitgezonden fluorescentiestraling in een tweetal lijnen opgemeten. Deze getallen heeft hij vertaald in de bezettingsgraden van de corresponderende elektronisch geexciteerde Helium-toestanden. Het verloop van de bezettingsgraad B over de bundelas laat zich goed beschrijven volgens $B \sim z^{-1.5}$, met $z=0$ bij de nozzleopening [MEY 85]. Onder de aanname dat de excitatie van de metastabiele nivo's, die immers niet op deze manier onderzocht kunnen worden, aan hetzelfde verband voldoet en inzet op $z=z_s$, kan hieruit de cumulatieve opbouwfunctie $M(z)$:

$$M(z) = \int_{z_s}^z B(z) dz \quad (4.1)$$

afgeleid worden:

$$M(z) \sim (1 - (z/z_s)^{-0.5}) \quad (4.2)$$

Het resultaat voor $M(z)$ wordt door Meyer zelf foutief weergegeven.

Een tweede onderzoek is verricht door Beulens [BEU 86]. Hij heeft met dezelfde opstelling metingen verricht aan een mengsel van 10 % Neon in Helium. Hierbij zijn dezelfde metingen gedaan bij een twaalfstal fluorescentielijnen. De z -afhankelijkheid van de bezettingsgraden laat grote onderlinge verschillen zien. Globaal kan het

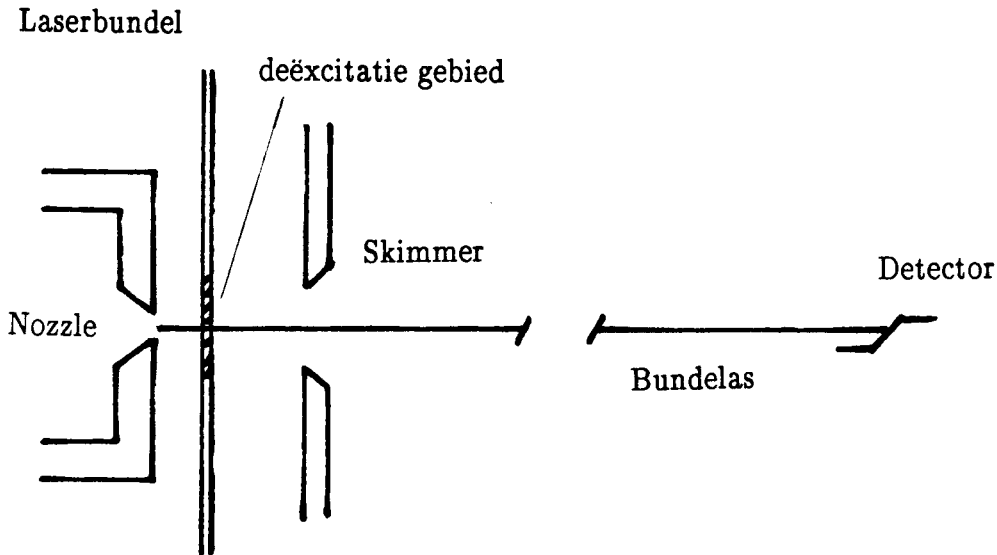
verloop met $B(z) \sim z^{-1}$ beschreven worden.

Het onderzoek is langs een andere lijn voortgezet door Maesen [MAE 86]. Doel van dat onderzoek was nu het vastleggen van de cumulatieve bezetting van de metastabiele nivo's van Ne, in expansie's van puur Neon en mengsels van Neon in Helium. De experimentele opzet komt grotendeels overeen met de onze, en is in figuur 4.1 schematisch weergegeven. Dit onderzoek liet zien dat de bijdrage tot de bundel van de produktie stroomopwaarts van de nozzle te verwaarlozen is, tevens blijkt het aandeel van de Helium metastabielen aanzienlijk kleiner dan het percentage He van het mengsel te zijn. De resultaten voor de de mengsels met een laag Neon percentage (3 % en 15 % Ne) worden door een grote marge omgeven wegens problemen bij het onderscheiden van het Neon deel in het somsignaal (de Ne en He bijdragen zijn uitgesplitst op basis van het verschil in looptijd). Wij omzeilen dit probleem door gebruikt te maken van een detectiemethode die alleen het Ne-sigitaal opleverd.

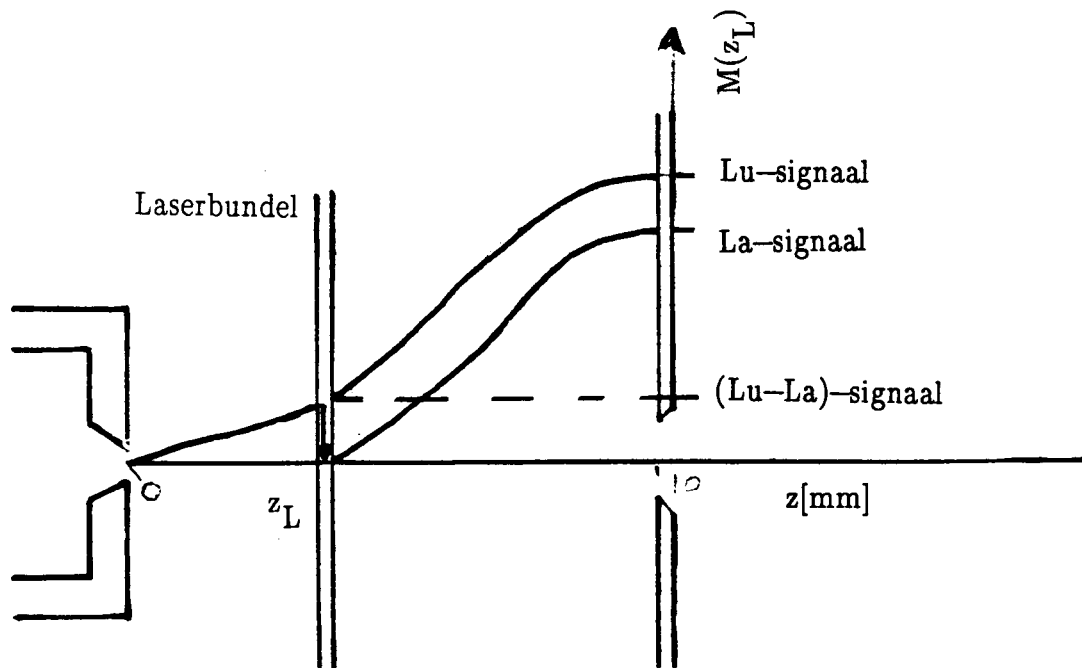
4.3 Het Meetprincipe

Het meetprincipe is weergegeven in figuur 4.2. Tussen nozzle en skimmer doorsnijdt een smalle laserbundel (volle $1/e^2$ breedte in de richting van de bundelas 0.36 mm) de expansie. In de laserbundel ($\lambda = 633.4$ nm) wordt de metastabiele toestand $1s_5$ naar het hoger gelegen $Ne^{**}(2p_8)$ nivo 'gepompt', vanwaar verval naar de grondtoestand, via de $Ne^*(3s)$ nivo's, mogelijk is. Voorbij de skimmer bevinden zich de elementen die het opnemen van een looptijdspectrum mogelijk maken. Na het opnemen van de verschillende looptijdspectra, waarbij de laserbundel verschillende posities tussen nozzle en skimmer inneemt, en ook éénmaal zonder laserbundel, kan de opbouw van de bezetting van de $1s_5$ toestand uit de signalen gereconstrueerd worden. Figuur 4.2 laat dit grafisch zien, waarbij we uitgaan van signalen die alleen de ontvolkte toestand betreffen. We hebben de laser wegens het hogere statistisch gewicht van de $1s_5$ toestand afgestemd op de $1s_5-2p_8$ ($\lambda=633.4$ nm) overgang waar-

door we 5/6 deel van de ^{20}Ne metastabielen kunnen deëxciteren. Het Neon gas bestaat voor 90,9 % uit het ^{20}Ne isotoop, waardoor de uiteindelijk pompbare fractie op 75,7 % komt.



Figuur 4.1 In de laserbundel vindt deëxcitatie van de metastabielen plaats doordat deze atomen naar een hogere toestand (Ne^{**}) gebracht worden vanwaar (indirect) verval naar de grondtoestand mogelijk is.

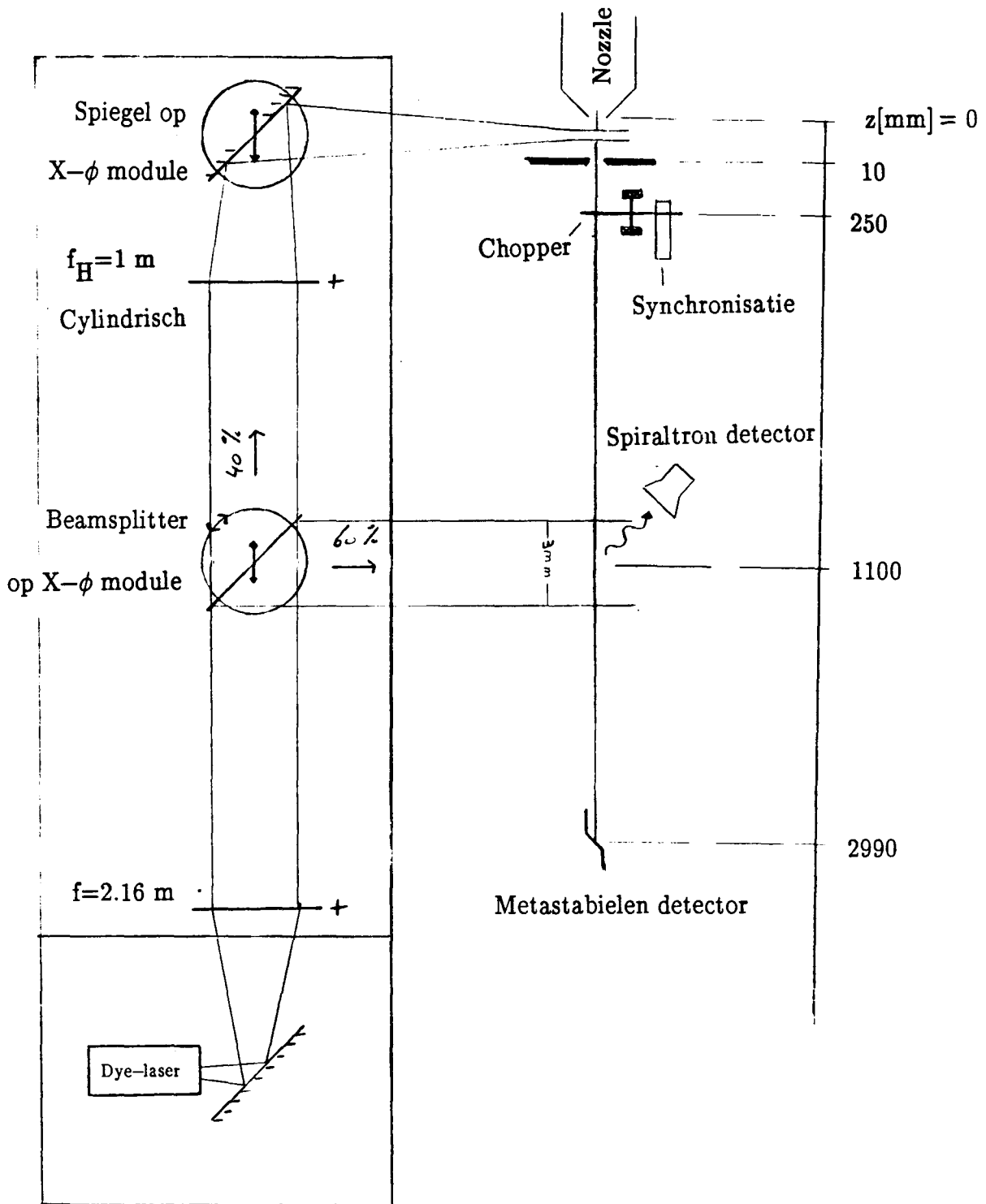


Figuur 4.2 Het verschil van het LaserUit signaal en LaserAan signaal (Lu-La) geeft de gecumuleerde effectieve productie $M(z_L)$ stroomopwaarts van z_L .

4.4 De Opstelling

De klaver-4 opstelling is gebouwd om botsingsprocessen tussen twee botsingspartners snelheidsafhankelijk te kunnen bestuderen. In het interactiecentrum (botsingcentrum) doorsnijden de deeltjes uit de primaire bundel het 'gordijn' van deeltjes uit de secundaire bundel. Snelheidsafhankelijke detectie wordt, via het looptijd principe, bereikt door tijdsafhankelijke detectie. Hiertoe wordt de bundel beurtelings een periode door de chopper tegen gehouden en korte tijd doorgelaten. In figuur 4.2 zijn de belangrijkste elementen van de Klaver-4 opstelling weergegeven. De synchronisatie voorziening dient tot het vastleggen van het tijdstip $t=0$ van de looptijd.

Het omkaderde deel van figuur 4.3 bevat het optische deel van de meetopstelling. De laserbundel is afkomstig van een gestabiliseerde Dye-laser. De frequentie van het laserlicht varieert binnen een marge veel kleiner dan de natuurlijke lijnbreedte van de geselecteerde overgang (maximale afwijking = 0.5 Mhz). Met behulp van een regelcircuit wordt deze instelling gedurende lange tijd gehandhaafd [MAN 84]. Een beamsplitter onder een hoek van 45 graden met de laserbundel kaatst 60 % van de intensiteit naar de atoombundel ter plaatse van het botsingscentrum. In deze laserbundel gebeurt hetzelfde als in de expansie, nu is echter het u.v. foton dat uitgezonden wordt bij verval van een Ne^* atoom naar de grondtoestand, van belang. Van deze fotonen wordt n.l. een bepaalde fractie gedetecteerd door het daar aanwezige spiraltron (een type channeltron). De combinatie van afgestemde laserbundel en spiraltron levert zodoende een detector die alleen gevoelig is voor de geselecteerde toestand. De laserbundel dient de atoombundel, ter vermindering van Dopplerverschuivingen, loodrecht te snijden. Wegens de hoge geëiste nauwkeurigheid, is de beamsplitter op een zogenaamde $x-\varphi$ module geplaatst. Deze modules maken nauwkeurige translatie en rotatie mogelijk door stappenmotoren besturing [VER 85]. De afstemming binnen 0.5 Mhz correspondeert met een maximale hoekafwijking van 0.3 mrad voor deeltjes met een gemiddelde snelheid van 1000 m/s.



Figuur 4.3 Een schematische voorstelling van de Klaver-4 opstelling, met in het omkaderde deel de optische componenten.

Aan de probebundel stellen we de eis dat hij bij doorsnijden van de ontlading in de z -richting veel smaller is dan in de y -richting (d.i. de vertikaal). Daartoe dient de cilindrische lens uit figuur 4.3. In de z -richting eisen we een waistediameter kleiner dan 0.5 mm, dit ten behoeve van een goed bepaalde laserpositie. De gerealiseerde volle $1/e^2$ breedte bedraagt 0.36 mm. In de y -richting dient de bundel minimaal zo breed als de skimmeropening te zijn, liefst groter ter beperking van de instelnaauwkeurigheid. De volle $1/e^2$ breedte in de y -richting bedraagt 3.3 mm.

De verdere opbouw en dimensionering van de lichtweg, inclusief het intensiteitsprofiel ter plaatse van de bundelas, wordt in appendix 3 beschreven.

4.5 De Metingen

Het meetprogramma omvat vijf laserposities voor gas(mengsels) met 100, 40, 15, en 3 % Neon in Helium, bij een vijftal reservoirdichtheden. Tevens is er voor alle gasmengsels een meting ver voorbij de skimmer gedaan. We zullen enkele dwarsdoorsneden van de in totaal meer dan honderd metingen laten zien, en bespreken. Hieraan vooraf zullen we er enkele afzonderlijk bekijken. De volgorde waarin de metingen zijn verricht is door praktische overwegingen bepaald. Per gas is de reeks van 5 laserposities bij een bepaalde reservoirdruk, steeds in de volgorde: $z_L = 1, 4, 0.5, 2, \text{ en } 8$ mm afgewerkt. De volgorde van de reservoirdrukken is willekeurig gekozen. Als laatste zijn de metingen op grote afstand van de nozzle verricht.

Iedere meting bestaat uit twee delen, de helft van de tijd met laserbundel (het LA = Laser Aan signaal), de tweede helft wordt de laserbundel naar de expansie onderbroken (het LU = Laser Uit signaal). De laserbundel naar het interactiecentrum bij het spiraltron wordt niet onderbroken. Per tijdkanaal bedraagt de cumulatieve meettijd tweemaal 0.5 seconde. In de kanalen met het grootste aantal pulsen hebben we er dan enkele duizenden verzameld. De meettijd per laserpositie bedraagt ongeveer 10 minuten, zodat het totaal van de pure meettijd ongeveer een

etmaal bedraagt.

Wanneer we per tijdkanaal het LA signaal door het LU signaal delen, dan vinden we voor de verschillende snelheden de fractie van het aantal metastabielen dat stroomafwaarts van de plaats waar de laser de atoombundel snijdt, geproduceerd wordt. De getallen $1-LA/LU$ leveren dus het stroomopwaarts van de betreffende laserpositie geproduceerde deel van de metastabielen in de bundel. De figuren 4.4 t/m 4.7 geven voor iedere mengbundel een voorbeeld van de grafieken waarin per laser-positie $1-LA/LU$ tegen de deeltjessnelheid is uitgezet.

We vinden de snelheidsverdeling van de deeltjes terug in de grotere onzekerheid in de datapunten aan de grenzen van het bestreken snelheidsgebied. Dit gebied is beperkt tot waar het signaal de waarde van 10 % van het maximum bereikt. Het gevolg van het toevoegen van He voor de grenzen van dat gebied, blijkt zeer duidelijk. Hanteren we steeds de 10 % grenzen dan zien we dat met een bundel van 100 % Neon, het maximaal bestreken gebied van 700 – 1700 m/s loopt. Dit wordt bereikt bij de laagste operationele reservoirdruk van 33 Torr. Voor een typische werkdruk van 65 Torr loopt het van 750 – 1500 m/s. Met afnemend Neon percentage schuiven deze grenzen naar hogere waarden (tabel 4.1).

% NEON	100	40	15	3
p_{res} [Torr]	64	56	60	63
v_{lo} [m/s]	750	1000	1250	1300
v_{up} [m/s]	1500	2400	2600	2750
$I_{Ne}^*(o)[10^{13}s^{-1}sr^{-1}]$	18.7	17.5	16.2	3.9
$I_{Ne}^*(o)/I_{Ne}(o) [10^{-6}]$	7.9	10.8	23.9	27.4

Tabel 4.1 De ondergrens v_{lo} en de bovengrens v_{up} van het met de verschillende mengbundels bestreken snelheidsgebied bij een reservoirdruk van ongeveer 60 Torr. Verder zijn gegeven de gemeten centrale bundelintensiteit $I_{Ne}^*(o)$, en de berekende excitatiegraad $I_{Ne}^*(o)/I_{Ne}(o)$.

Terwijl we op voorhand geen snelheidsafhankelijkheid van het verloop van het produktieverloop zouden verwachten komt deze toch duidelijk in het merendeel van de metingen naar voren. De meeste spectra als de figuren 4.4 t/m 4.7 laten bij de hoogste en bij de laagste snelheid een lager reeds geproduceerd percentage zien. De reeks extra metingen op grote afstand van de nozzle ($z=440$ mm, voorbij deze positie is geen produktie meer mogelijk) laat alleen een daling bij de hoogste snelheden zien. Dit betekent dat de produktie van de R^* met laagste snelheid meer stroomafwaarts plaats vindt dan voor bij de deeltjes met een hogere snelheid. De lichte daling aan de hoge snelheid kant wordt verklaart door de geringere verblijftijd in de laserbundel. De deëxcitatiekans $P_{deëx}$ van een metastabiel met snelheid v gegeven wordt door:

$$P_{deëx}(v) = 1 - \exp(-2r_W/(v\tau)) \quad (4.3)$$

met: $2r_W$ de breedte van de laserbundel, en τ een karakteristieke tijd. Te zamen bepalen deze een karakteristieke snelheid v_{kar} waarvoor $P_{deëx}$ tot $1-1/e = 0.63$ is afgenomen:

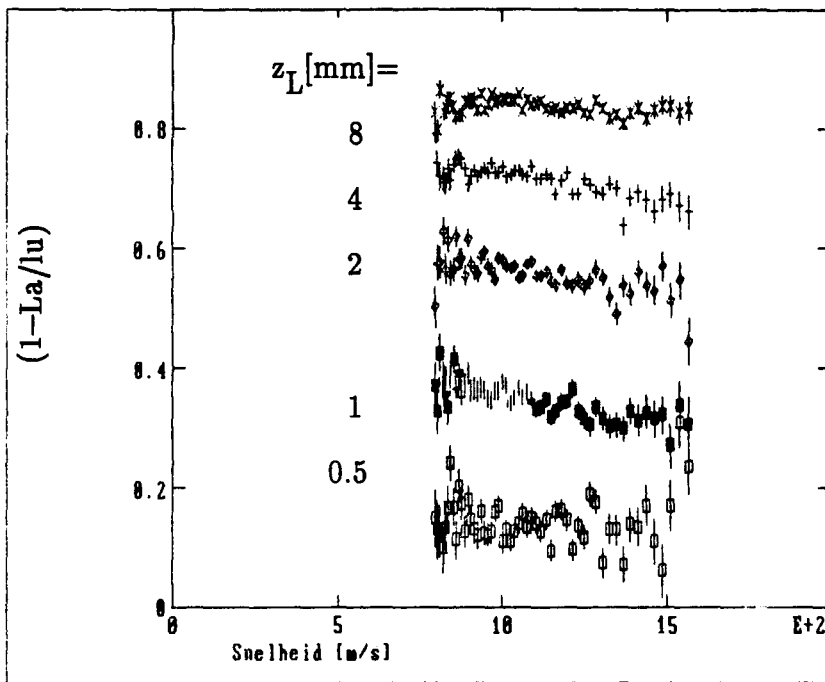
$$v_{kar} = 2r_W/\tau \quad (4.4)$$

De snelheid v_{kar} kunnen we afleiden uit gemeten v_{kar} curven uit de reeks extra metingen verricht ver achter de nozzle. De hieruit bepaalde waarden voor v_{kar} liggen tussen de 3000 en 4000 m/s. In appendix 4 blijkt dat dit ruwweg overeenstemt met de berekende waarde op basis van de vervalswaarschijnlijkheden voor het bovennivo en de dimensies van de laserbundel.

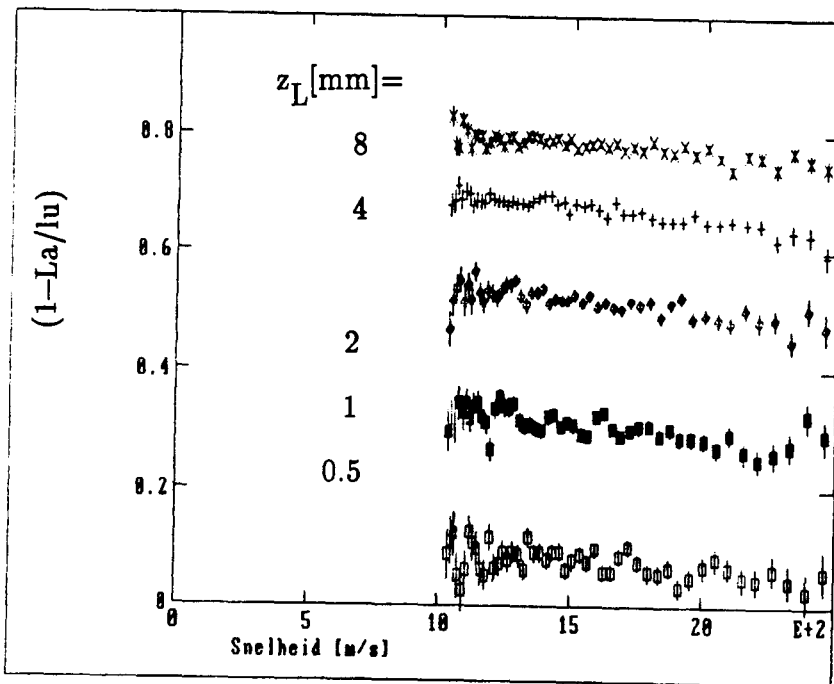
Om nu de verschillende metingen zo goed mogelijk met elkaar te kunnen vergelijken werken we verder zo veel mogelijk met excitatie percentages bij een gelijke snelheid uit het centrum van het bestreken interval. We onderzoeken in hoeverre de effectieve excitatie, d.w.z de excitatie van atomen die we in de bundel als metastabiel zien, $dM^*(\zeta)/d\zeta$ verloopt volgens een verband van de vorm:

$$dM^*(\zeta)/d\zeta \sim \zeta^\beta \quad (4.5)$$

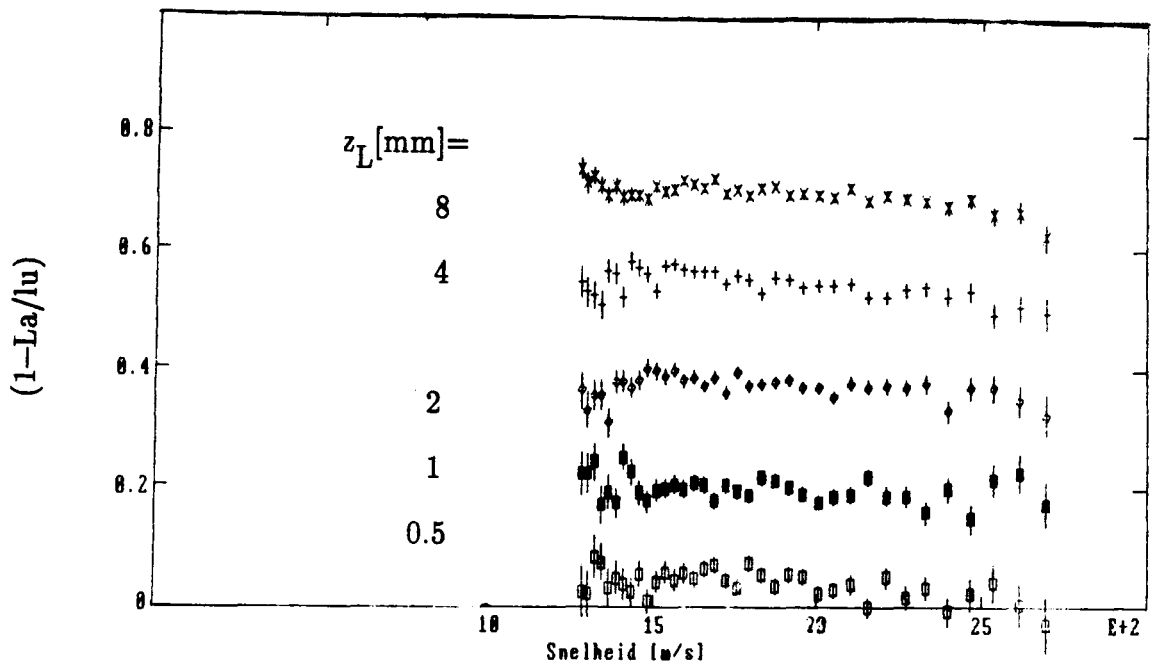
waarbij voor de netto produktie $M^*(z)$ volgt:



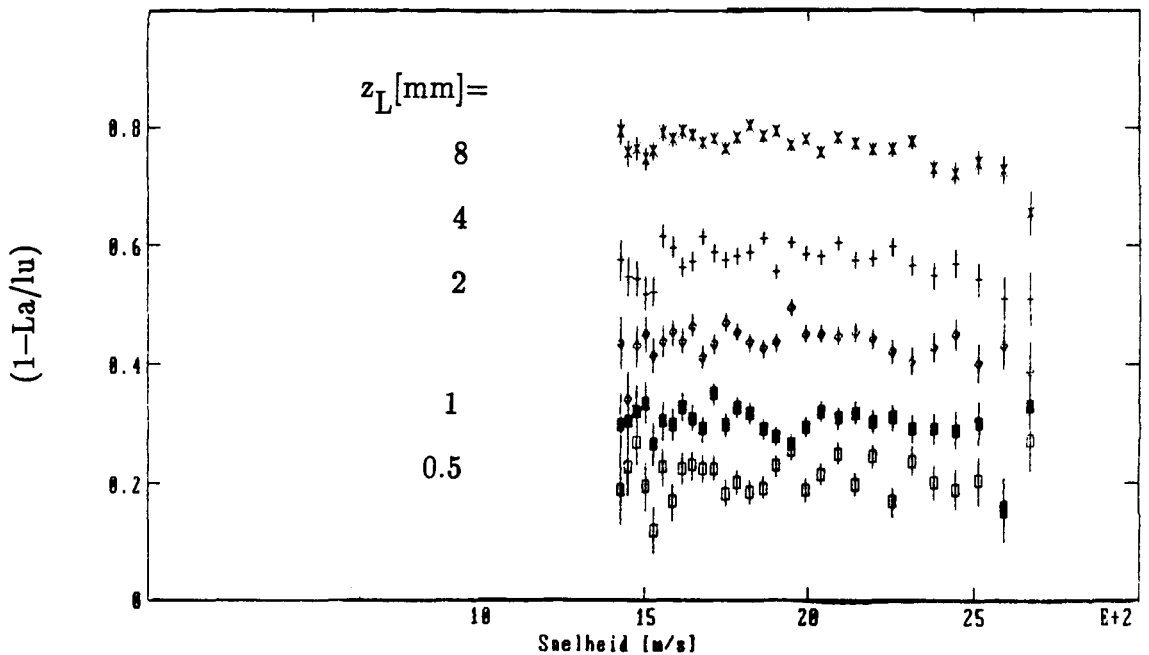
Figuur 4.4 Het stroomopwaarts van $z=z_L$ reeds geproduceerde deel $(1-La/lu)$ van de bundel tegen de deeltjessnelheid voor de 100% Neon bundel, met $p_{res} = 64$ Torr.



Figuur 4.5 Het stroomopwaarts van $z=z_L$ reeds geproduceerde deel $(1-La/lu)$ van de bundel tegen de deeltjessnelheid voor de 40% Neon bundel, met $p_{res} = 56$ Torr.



Figuur 4.6 Het stroomopwaarts van $z=z_L$ reeds geproduceerde deel $(1-La/lu)$ van de bundel tegen de deeltjessnelheid voor de 15% Neon bundel, met $p_{res}=60$ Torr.



Figuur 4.7 Het stroomopwaarts van $z=z_L$ reeds geproduceerde deel $(1-La/lu)$ van de bundel tegen de deeltjessnelheid voor de 3% Neon bundel, met $p_{res}=63$ Torr.

$$M^*(z) = \int_z^\infty dM^*(\zeta) \sim z^{\beta+1} \quad (4.6)$$

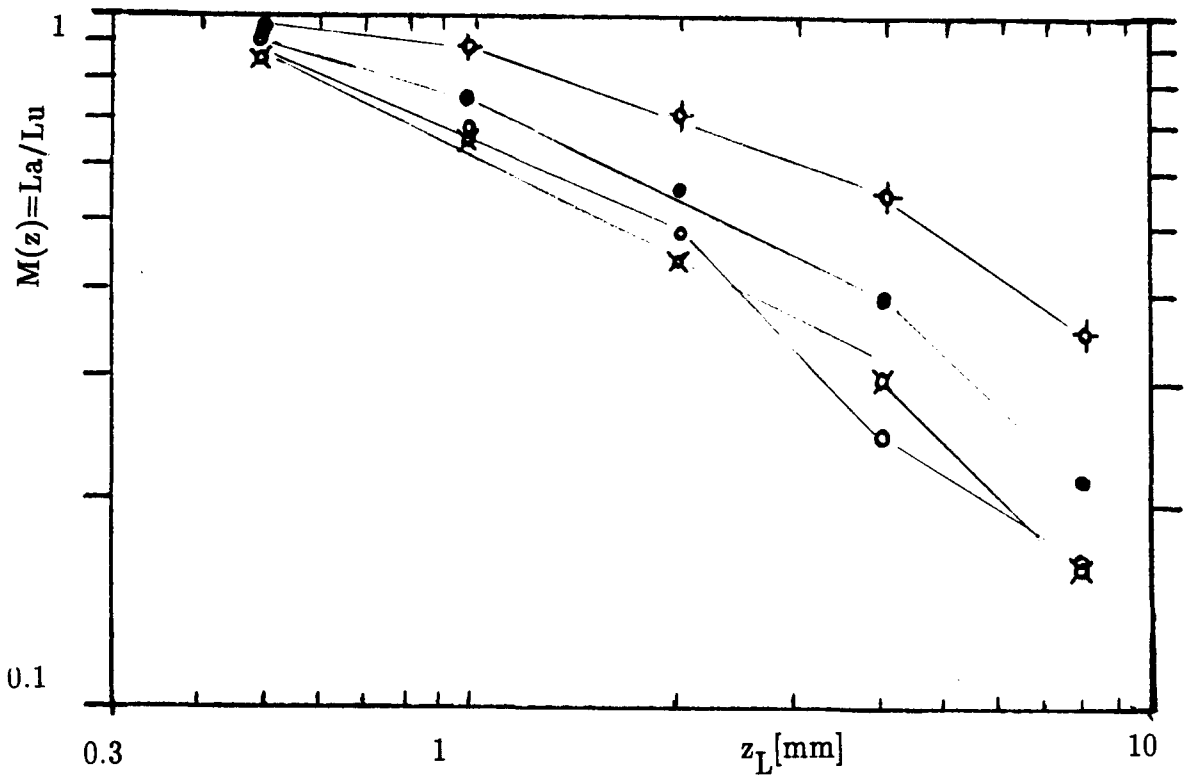
voor $\beta < -1$.

Hiertoe plotten we in de figuren 4.8 t/m 4.11 $\log(M^*(z))$ tegen $\log(z)$. $M(z_L)$ wordt gegeven door de experimentele getallen $La(z_L)/Lu$. Bij de verschillende mengsels zijn deze getallen gebaseerd op het snelheidsgebied waar deze het best bepaald zijn. Dat gebied is gelegen rond: 1250 m/s bij 100 % Neon, 1500 bij 40 %, 1750 bij 15 %, en 2000 bij 3 %. De getrokken lijnen zijn op het oog bepaald. Daar waar de punten sterk van een rechte afwijken is een knik aangebracht. Het laatste punt ($z=8$ mm) ligt dan steeds onder een doorgetrokken rechte. Dit betekent dat de productie stroomafwaarts van $z=8$ mm achter blijft bij een verband volgens vergelijking 4.5. De oorzaak hiervan is de skimmer die zich op $z=10$ mm bevindt.

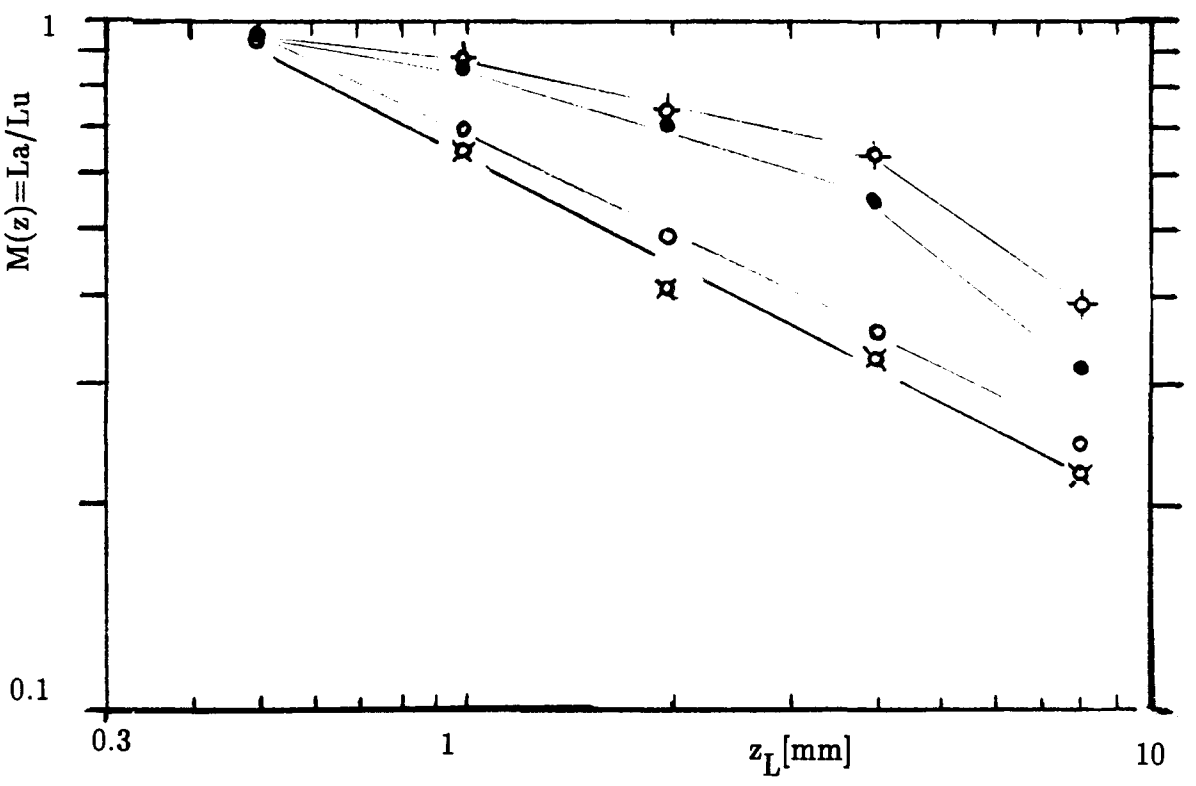
Hoewel productie voorbij de skimmer mogelijk is, wordt deze beperkt doordat de bundel achter de skimmer tussen twee condensatorplaten doorloopt. Over deze platen staat een spanning van 300 V, ze dienen om eventuele ionen en elektronen af te buigen.

100% Ne		40% Ne		15% Ne		3% Ne	
P_{res}	β	P_{res}	β	P_{res}	β	P_{res}	β
33	-1.70	33	-1.49	33	-1.49	31	-1.34
64	-1.68	56	-1.53	60	-1.47	63	-1.29
92	-1.49	109	-1.33	93	-1.29	89	-1.25
150	-1.34	150	-1.22	143	-1.19	152	-1.13

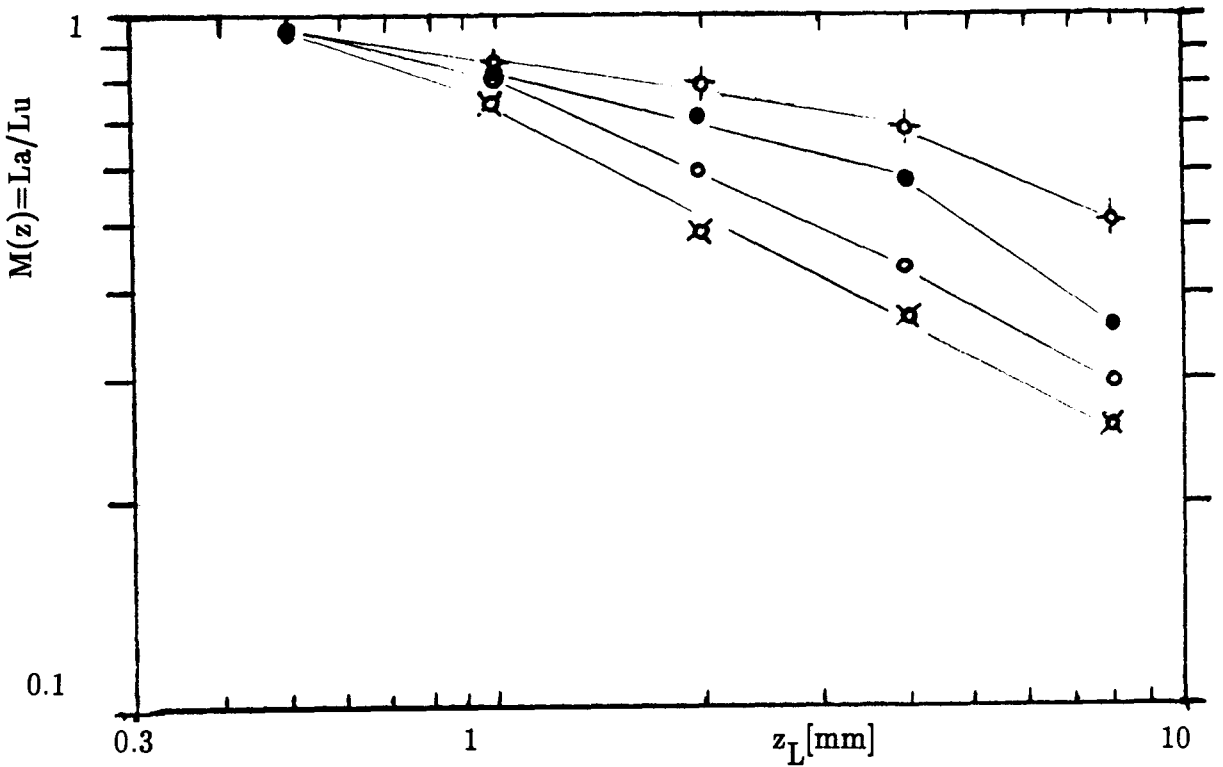
Tabel 4.2 De coefficient β uit (4.5) zoals bepaald op basis van het middelste deel van de rechten uit de figuren 4.8 t/m 4.11



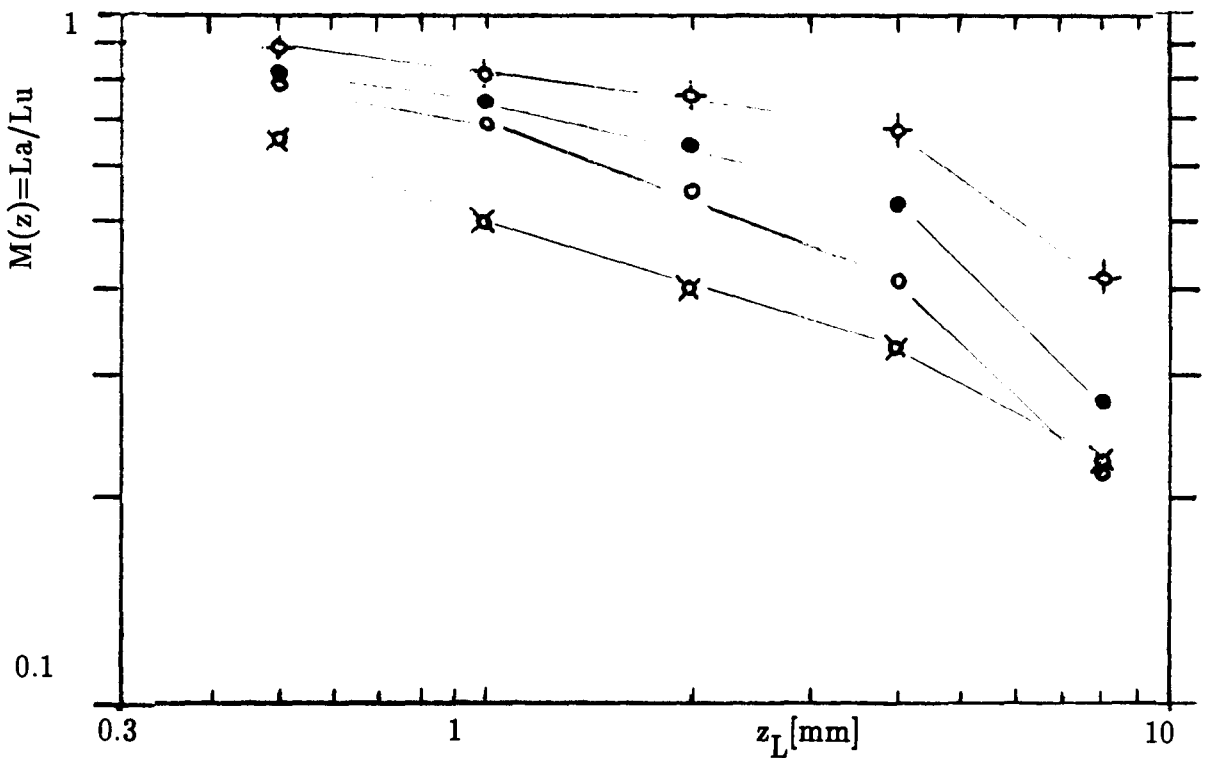
guur 4.8 Experimentele resultaten voor de effectieve produktie $M(z)=La/Lu$ tegen z , met 100% Neon op basis van het gebied rond $v=1250$ M/s uit figuur 4.4, met $p_{res}[\text{Torr}] = : 150 (+), 92 (\bullet), 64 (o), 33 (x)$.



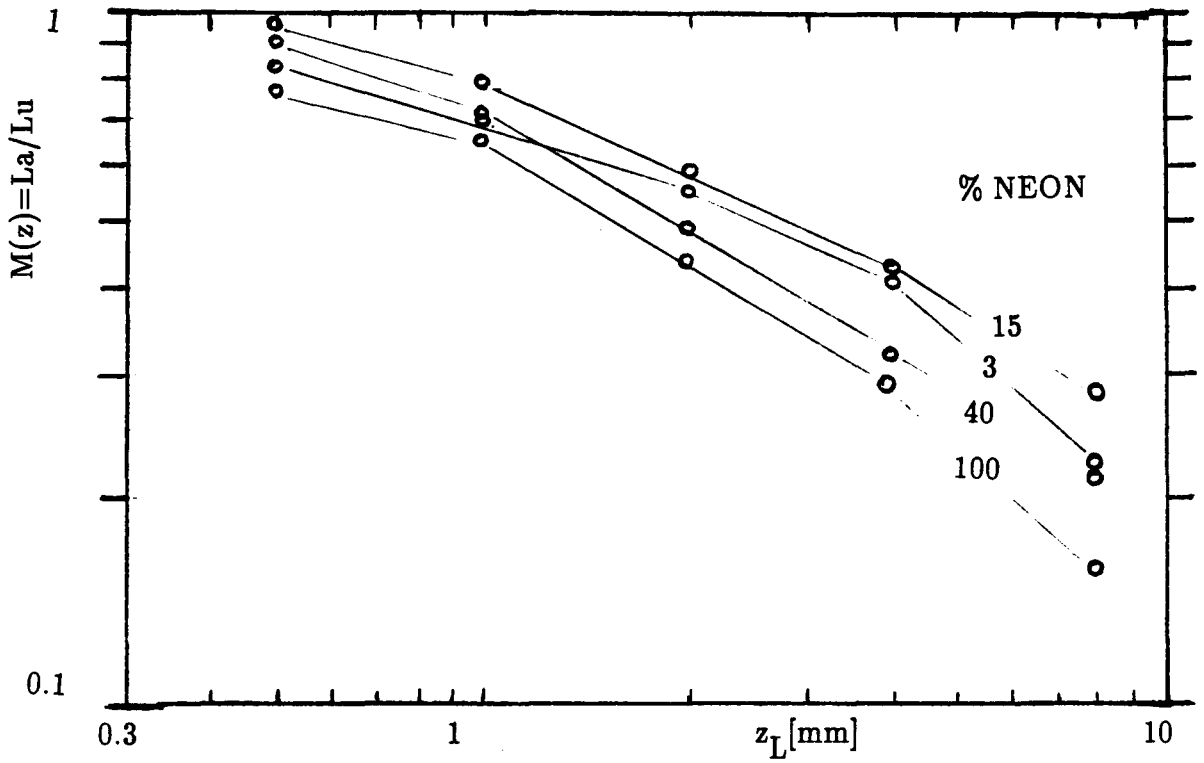
guur 4.9 Experimentele resultaten voor de effectieve produktie $M(z)=La/Lu$ tegen z , met 40% Neon op basis van het gebied rond $v=1500$ M/s uit figuur 4.5, met $p_{res}[\text{Torr}] = : 150 (+), 109 (\bullet), 56 (o), 33 (x)$.



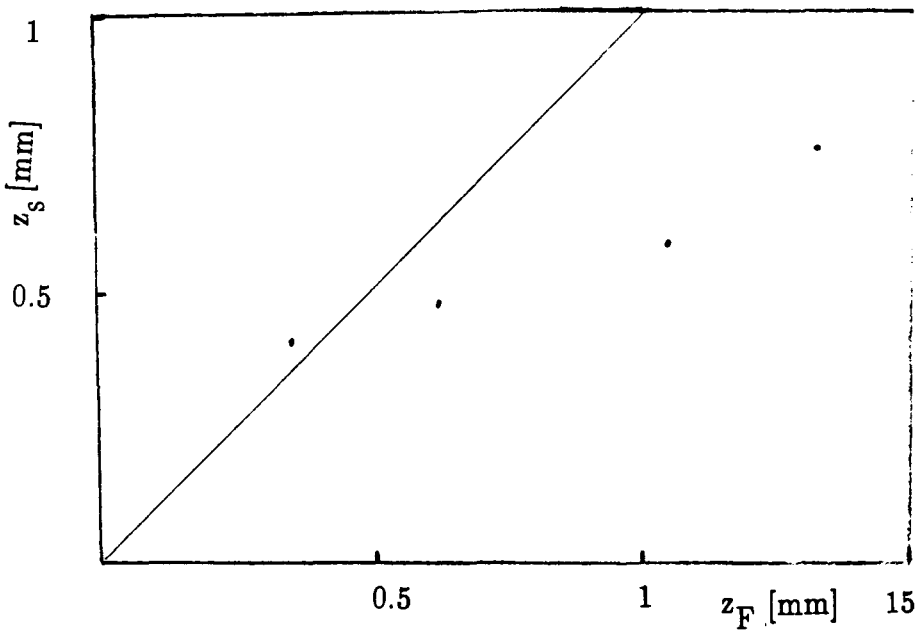
figuur 4.10 Experimentele resultaten voor de effectieve produktie $M(z)=La/Lu$ tegen z , met 15% Neon op basis van het gebied rond $v=1750$ M/s uit figuur 4.6, met $p_{res}[\text{Torr}] = : 143 (+), 93 (\bullet), 60 (o), 33 (x)$.



figuur 4.11 Experimentele resultaten voor de effectieve produktie $M(z)=La/Lu$ tegen z , met 3% Neon op basis van het gebied rond $v=2000$ M/s uit figuur 4.7, met $p_{res}[\text{Torr}] = : 152 (+), 89 (\bullet), 63 (o), 31 (x)$.



Figuur 4.12 Experimentele resultaten voor de effectieve produktie $M(z) = La/Lu$ tegen z , bij reservoirdruk rond 60 Torr.



Figuur 4.13 Het verband van de startpositie z_S van de effectieve produktie $M(z)$ met de positie z_F waar de overgang naar vrije moleculaire stroming plaats vindt.

Bij $z=1$ mm zit in veel gevallen ook een knik. Dit geeft aan dat afgeweken wordt van de aanname dat de produktie op een exact bepaalde positie inzet, en direkt aan 4.5 voldoet. De gevoeligheid voor afwijkingen van 4.6 is aan deze kant, speciaal bij de vlakkere lijnen (voor 3 %, en 15 % Neon), gering. De middelste 3 punten liggen in de meeste gevallen wel, tenminste redelijk, op een rechte. De uit deze figuren bepaalde waarden van de exponent $\beta+1$ uit (4.6) zijn daarom op basis van het middelste deel bepaald. Tabel 4.2 geeft de waarden van β uit 4.5.

Bij elkaar genomen mogen we zeggen dat het verloop van de effectieve produktie dM^*/dz redelijk met (4.5) beschreven kan worden.

Voor $z \geq 4$ mm wijkt het verloop af. Tevens dient in het oog te worden gehouden dat de produktie pas vanaf een zekere minimale waarde van z optreedt. Hierop zal in de volgende paragraaf dieper in gegaan worden.

4.6 Resultaat voor de Ne bundel

In deze paragraaf bepalen we ons tot de bundel van puur Neon, en zullen we kijken in hoeverre het Sudden–Freeze model een verklaring voor de ligging van de positie waar de effectieve produktie inzet, levert. Van de op een bepaalde positie naar metastabiele toestand geëxciteerde atomen draagt alleen dat deel bij tot de bundel, dat het traject tot aan de skimmer overleeft. Dat deel blijkt voor het gebied stroomopwaarts van een bepaalde positie $z=z_s$ zeer gering. We extrapoleren de rechten uit figuur 4.8 tot aan het snijpunt met de lijn $LA/LU=1$ bij $z=z_s$, en zetten deze z_s uit tegen de bijbehorende waarde van z_F (figuur 4.13).

Het Sudden Freeze model levert een uitdrukking voor z_F in Ξ (2.23), voor één–atomige gassen wordt dit:

$$z_F = (0.876 \Xi)^{9/11} \quad (4.7)$$

Uit de ligging van de punten concluderen we dat het SF model een kwalitatieve verklaring voor de ligging van kan z_s leveren. In deelgebied I van de expansie

(paragraaf 2.4) dat reikt tot z_F , heerst volledig temperatuur evenwicht als gevolg van een groot aantal botsingen. Dit betekent dat de daar geproduceerde metastabielen de kans lopen tijdens een van deze botsingen gedeëxciteerd te worden. Bij z_F vindt vervolgens de overgang van continuüm naar vrije moleculaire stroming plaats. Stroomafwaarts van z_F vinden nog slechts weinig atoom-atoom botsingen meer plaats. Alle atomen die voorbij z_F naar de metastabiele toestand overgaan hebben een grote kans op 'overleven'. Zodoende kunnen we verwachten dat de effectieve produktie rond z_F in zal zetten. Het verloop van de produktiefunctie wordt dan verder alleen door het verloop van de elektronendichtheid $n_e(z)$, en de energieverdeling $P_e(E,z)dE$ van de elektronen bepaald.

De lang niet volledige correspondentie tussen z_s en z_F (figuur 4.13) is te wijten aan de benadering die het SF model al in zich draagt (voorbij z_F ondervinden grondtoestanddeeltjes gemiddeld nog 2 botsingen, voor metastabielen zal dit aantal hoger uitvallen), verder is de dichtheidsgradient in de nabijheid van de nozzle het grootst. Wegens de in de richting van de skimmer toenemende vrije weglengte van de elektronen kunnen we daar ook de grootste z -afhankelijkheid van de elektronen energieverdeling $P_e(E)dE_e$, met consequenties voor de grootte van de produktie snelheid $\langle v_e Q_{ex} \rangle_{E_e}$, verwachten. Tot slot is de werkzame doorsnede voor deëxcitatie van Ne^* door Ne van belang voor de relatie tussen z_s en z_F .

4.7 Resultaat voor de mengbundels

Voor de mengbundels ligt de beschrijving moeilijker. Van Gool [GOO 84] probeert het SF model toe te passen met een aangepaste dimensieloze parameter Ξ_{mix} afkomstig van Miller en Andres [MIL 69]. Deze mag echter niet in de plaats van Ξ gesteld worden zoals Van Gool voorstelt. Miller en Andres stellen dat de

uitdrukking voor Ξ_{mix} bepalend is voor het verschil in eindsnelheid van de beide componenten. Daarom is het ook acceptabel dat in de limiet voor een mengsel van deeltjes met gelijke massa Ξ_{mix} een singulariteit bevat. Een aanpassing van het SF model voor mengbundels vraagt een afzonderlijke behandeling van de botsingen tussen deeltjes van gelijke en ongelijke soort. Wij zullen ons hier niet aan wagen.

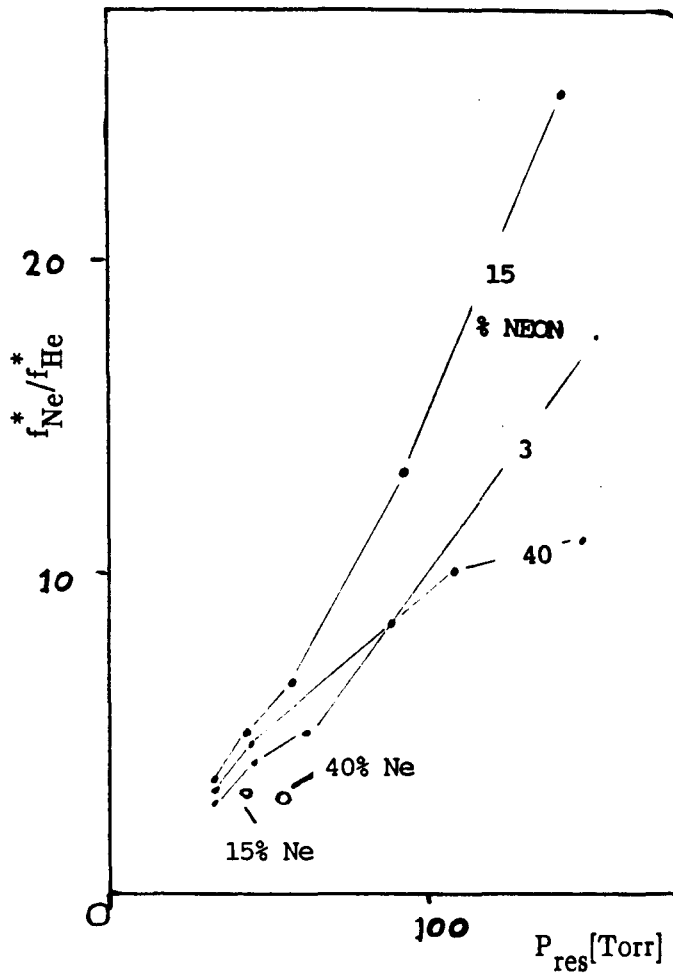
Op basis van de figuren 4.9 t/m 4.11 is geen betrouwbare bepaling van z_s mogelijk. Wel lijkt ook voor de mengsels te gelden dat een z_s hoger ligt bij hogere reservoirdichtheid. In figuur 4.12 zijn de punten uit de figuren 4.4 t/m 4.7 met $p_{\text{res}} \approx 60$ Torr bij elkaar gezet. Uitgaande van de waarde bij 100 % Neon, zien we bij 40 % en daarna bij 15 % grotere z_s . Dit is goed verklaarbaar doordat als gevolg van de grotere initiele snelheidsspreiding (door de verschillen tussen Neon en Helium) het botsingsgedomineerde gebied zich verder uitstrekt. Voor het 3 % mengsel (= 97 % Helium) zien we dan ineens een veel vlakker verloop met een aanzienlijk kleinere z_s . Nu pas lijkt de expansie echt door het Helium bepaald te worden. Voor Helium is de waarde van Ξ bij gelijke dichtheid een factor 0.57 kleiner dan voor Neon, zodat bij gelijke dichtheid z_F bij He een factor $0.57^{9/11}$ kleiner is dan bij Ne (4.7). We mogen verwachten dat dit in een kleinere z_s tot uitdrukking komt, hetgeen zo blijkt te zijn. Dat deze overgang pas tussen de Neon fracties van 3 % en 15 % plaats vindt ligt aan het grote massaverschil. Pas bij het 3 % mengsel heeft het Helium een duidelijk groter gewichtspercentage (87 %), bij het 15 % mengsel is het He gewichtspercentage nog slechts 53 %.

Met het naderen van het punt z_F zal het aandeel van botsingen tussen deeltjes van ongelijke soort toenemen. Naast de dichtheden zijn immers de verschillen in snelheid van de deeltjes bepalend voor het aantal botsingen. Dit lijkt de dalingen bij de hoge Helium percentages aan de lage snelheidskant in de figuren 4.4, en 4.7 te kunnen verklaren. Het snelheidsverschil tussen de langzaamste Ne en de He atomen is namelijk aanzienlijk groter dan dat van de snellere Ne atomen en de He atomen. Zodoende houden de langzamere Ne* langer een grote kans op een deëxciterende botsing met Helium, dan de snellere.

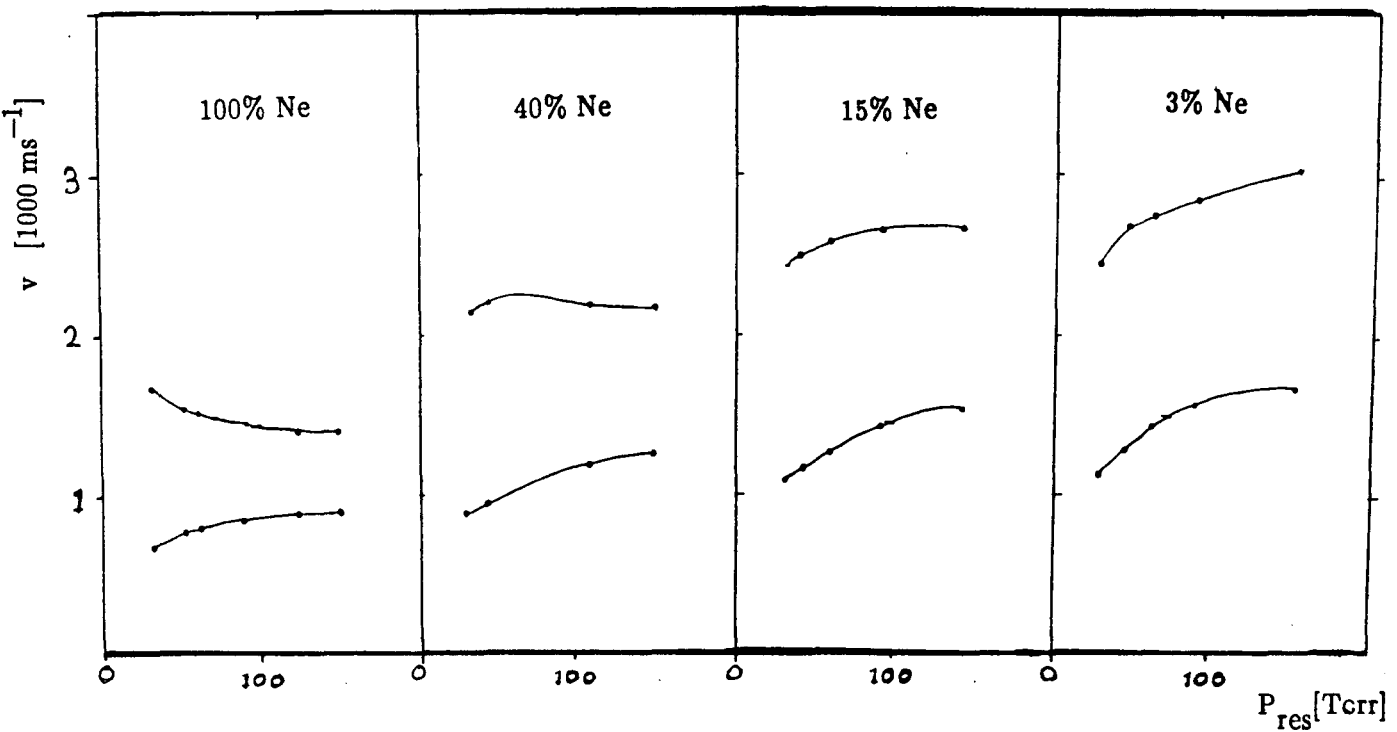
Een interessante parameter van een mengbundel is de verhouding van het aantal metastabielen van beide soorten. Deze blijkt namelijk sterk van de mengverhouding af te kunnen wijken. Bij Maesen [MAE 86] blijkt al dat deze verhouding geen constante is. Wij hebben voor de drie mengbundels bij alle verschillende reservoirdichtheden de intensiteit van Neon metastabielen I_{Ne}^* tot de intensiteit van Helium metastabielen I_{He}^* bepaald. Deze verhouding hebben we vervolgens weer genormeerd op de mengverhouding. Het resultaat $(I_{\text{Ne}}^*/I_{\text{He}}^*)/(\% \text{Ne}/\% \text{He})$ is gelijk aan het quotient $f_{\text{Ne}}^*/f_{\text{He}}^*$ van de fracties f^* metastabiele atomen van de beide componenten. Figuur 4.14 geeft deze getallen uitgezet tegen de reservoirdruk P_{res} . Alle waarden zijn royaal groter dan 1 als gevolg van de lagere excitatiepotentiaal van Neon. Deze bedraagt voor Neon 16.7 eV tegenover 19.8 eV en 20.6 eV voor de respectievelijke Helium toestanden 2^1S en 2^3S . We zien deze verhouding toenemen bij toenemende reservoirdichtheid. Dit wordt verklaard met een verschuiving naar lagere energie van de energieverdelingsfunctie $P_e(E)dE$ van de elektronen. De vrije weglengte van de elektronen waarin ze de energie uit het E -veld van de ontlading opnemen wordt kleiner bij een hogere dichtheid in de expansie. De Boltzmann staart van de energie-verdeling die de excitatie moet verzorgen verdwijnt het snelst beneden de drempel voor Helium, als gevolg waarvan het Neon aandeel sterk toeneemt. Uit figuur 4.14 volgt dat het Neon percentage waarvoor $f_{\text{Ne}}^*/f_{\text{He}}^*$ maximaal is bij lage dichtheid tussen de 40 % en 15 % ligt. Voor hogere dichtheid komt dat percentage lager te liggen omdat het bij de hoge dichtheden tussen de 3 % en de 15 % ligt.

De beide afwijkende punten, die beduidend lager liggen, zijn gemeten met een anodespanning van 150 V. De dan extra beschikbare energie resulteert in een groter Helium aandeel.

Figuur 4.15 laat het met de verschillende gasmengsels bestreken snelheidsgebied zien voor een gegeven reservoirdichtheid (of p_{res}). Bij toenemende p_{res} neemt de botsingsfrequentie van de deeltjes in de expansie toe, wat een smallere snelheidsverdeling (of grotere speedratio) tot gevolg heeft. We zien dit duidelijk aan het veld



Figuur 4.14 De verhouding van de metastabiele fracties f_{Ne}^*/f_{He}^* tegen de reservoirdruk P_{res} , de twee losse punten zijn gemeten met een extra anode spanning van 150 V.



guur 4.15 Het met de verschillende (meng)bundels bestreken snelheidsgebied voor verschillende waarden van de reservoirdruk P_{res} bepaald op 10 % van de maximale intensiteit.

van 100 % Neon. Tot aan de reservoirdruk van ongeveer 100 Torr wordt het interval duidelijk smaller. Voor nog hogere druk gaat dat nog maar zeer langzaam, overeenkomstig de afhankelijkheid van de speedratio S van de reservoirdruk ($S \sim p_{\text{res}}^{1/2}$). Bij de mengbundels ziet het beeld er wat betreft de ondergrenzen vergelijkbaar uit. De bovengrenzen nemen voor de 3 % en 15 % mengsels echter voortdurend toe. Dit is het gevolg van het 'verdwijnen van slip' in het mengsel. Als gevolg van de grotere botsingsfrequentie neemt het verschil tussen de snelheidsverdelingen van de beide componenten af. Voor het Neon betekent dat een aanzienlijk hogere stroomsnelheid. Ondanks het lage Neon percentage in het 3 % mengsel is de slip bij 150 Torr nog niet verdwenen. De speedratio loopt bij dit Neon-percentage slechts heel geleidelijk op. Bij het 15 % mengsel is de slip boven de 100 Torr vrijwel verdwenen. De stroomsnelheid van Neon ligt dan nog slechts ongeveer 10 % onder die van Helium. We zien bij deze mengverhouding ook een duidelijke toename van de speedratio, bij beide componenten. Het verloop van de bovengrens van het 40 % mengsel vertoont een merkwaardige kronkel. De geringe toename in het begin is weer het gevolg van het verdwijnen van slip, daarna overheerst de versmalling van de snelheidsverdeling. Dit laatste effect overheerst nu al bij veel lagere druk, omdat de 60 % Helium zijn impuls nu veel sneller aan het Neon kwijt raakt.

De brontemperatuur (bepaald op basis van de snelheidsverdeling van de atomen) blijkt redelijk constant, en ligt afhankelijk van het mengsel tussen de 600 K en 675 K.

HOOFDSTUK 5 SLOTOPMERKINGEN

De breedte van het hoekprofiel van de excitatiekansen voor de uitstromende atomen blijkt overeen te komen met die van het hoekverdeling ($P(\Theta) = \cos^3(\Theta)$) van de atomen. Dit profiel wordt zowel bepaald door de hoekafhankelijkheid van de elektronenstroom als van de hoekafhankelijkheid van de energieverdeling van de elektronen. Voor de hoekafhankelijkheid van de dichtheid $n^*(r, \Theta)$ van metastabielen direct achter de nozzle volgt een verband volgens $\cos^6(\Theta)$. Of deze factor ook geldt voor de metastabielenflux op grotere afstand van de nozzle hangt volledig af van het verdere verloop van de elektronendichtheid $n_e(r, \Theta)$ en de energieverdeling van de elektronen, aangezien de metastabielen die we in de bundel zien vrijwel allemaal op grotere afstand van de nozzle geproduceerd worden. Op basis van onze metingen kan de afzonderlijke invloed van de intensiteit- en energieverdeling van de elektronen op het profiel van de excitatiekansen niet onderscheiden worden. De invloed van de hoekafhankelijkheid van de energieverdeling kan bij een mengbundel bestudeerd worden door vergelijking van de hoekverdeling van de excitatiekansen voor de verschillende componenten, met verschillende excitatiepotentiaal. Bij dergelijke metingen zal zeer streng op de reproduceerbaarheid van de metingen gelet moeten worden, gezien de verschillen in de door ons gevonden breedten bij de beide meetseries. Het aanleggen van een extra anode spanning levert geen hogere bundelintensiteit op dan ten gevolge van een beperkte toename van de ontladstroom. De meest recente (Augustus 89) metingen in de groep laten wel een toename van de bundelintensiteit zien bij het aanleggen van een axiaal magneetveld van 300 Gauss.

In onze metingen komt het signaal van de verschillende isotopen, als gevolg van de isotoopverschuiving van de fluorescentielijnen, apart naar voren. De verhouding van het signaal van het ^{22}Ne isotoop tot dat van ^{20}Ne blijkt af te wijken van de

verhouding waarin de beide isotopen in Neon van natuurlijke samenstelling voorkomen. Hiervoor is geen bevredigende verklaring gevonden.

De produktie van de metastabielen die uiteindelijk ook deel uit maken van de bundel blijkt beperkt te zijn tot het gebied van vrije moleculaire stroming van de expansie. Met grote waarschijnlijkheid dient dit aan het optreden van deexciterende botsingen in het continuüm gebied toegeschreven te worden. De verdeling van de produktie over het traject van nozzle geeft een vlakker verloop te zien bij een hogere reservoirdruk. Dit verloop blijkt voor de verschillende mengbundels enigzins verschillend te zijn. Naar mate het Neon percentage lager is, neemt de produktie minder sterk af in de richting van de skimmer. Deze invloed is verklaarbaar via een verschillende ontwikkeling van de energieverdeling van de elektronen in de ontlading. Dit strookt met de verschillen in excitatiegraad van Neon in de bundel. Naarmate het percentage Neon van het mengsel afneemt neemt de excitatiegraad toe. Deze toename maakt ook met een bundel van 3 % Ne in He nog een acceptabele Ne^* intensiteit haalbaar. Recente metingen met 30 % Kr in H_2 laten zelfs een grote winst, tot een factor 20, in Kr^* intensiteit t.o.v. 100 % Kr zien. Dit maakt het interessant om ook mengbundels van Ne in H_2 te onderzoeken. Doordat de excitatie potentiaal van de Ne^* nivo's beduidend hoger liggen dan de van Kr, en zelfs boven de ionisatie potentiaal van H_2 (15.4 eV), moeten we rekening houden met een heel andere situatie.

Appendix 1 DE FABRY-PEROT INTERFEROMETER

Een Fabry-Perot interferometer (FP) is een interferometer waarvan de werking op meervoudige reflecties berust. Een eenvoudige beschrijving van de transmissie eigenschappen van een FP kan alleen gegeven worden voor evenwijdig invallende bundels bijvoorbeeld loodrecht op de frontplaat, d.w.z. onder een hoek $\Theta=0$ met de normaal.

De transmissie $T(\lambda)$ voor bepaalde golflengte λ wordt gegeven door:

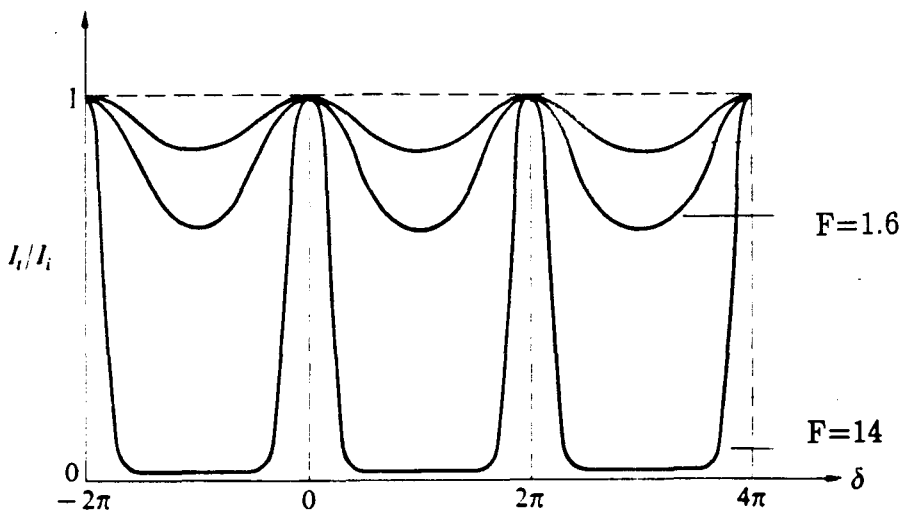
$$T(\lambda) = 1/(1 + F' \cdot \sin^2(\delta/2)) \quad (\text{A.1})$$

met $\delta(\lambda)$ het faseverschil tussen twee opeenvolgende uittredende stralen gegeven door:

$$\delta(\lambda) = 2\pi \cdot 2Nd \text{ modulo } (\lambda \cdot \cos(\Theta)) \quad (\text{A.2})$$

met N de brekingsindex van het medium tussen de spiegels, d de afstand tussen de spiegels, en F' de coefficient van finesse waarvan de waarde bepaald wordt door de eigenschappen van het exemplaar. Deze functie staat bekend als de Airy-functie en heeft een periodiek karakter. Figuur A.1 toont Airy-functie bij verschillende waarden van de finesse F :

$$F = \pi/2 \sqrt{F'} \quad (\text{A.3})$$



Figuur A.1 De Airy-functie voor verschillende waarden van de finesse F .

Het opnemen van een spectrum kan nu gebeuren door het variëren van de optische lengte Nd . De periodiciteit van de Airy-functie beperkt de scanruimte (Free Spectral Range) $\Delta\nu_{\text{FSR}}$ tot:

$$\Delta\nu_{\text{FSR}} = c/2Nd \text{ [Hz]}. \quad (\text{A.4})$$

Het belang van de finesse F berust op de relatie die geldt voor de breedte $\Delta\nu_{\text{FWHM}}$ van de piek uit het transmissieprofiel.

$$F = \Delta\nu_{\text{FSR}}/\Delta\nu_{\text{FWHM}} \quad (\text{A.5})$$

waaruit volgt:

$$\Delta\nu_{\text{FWHM}} = c/(2Nd \cdot F) \quad (\text{A.6})$$

Gegeven de Finesse F hangt het oplossend vermogen dus nog van de grootte van de FSR af.

We hebben voor (A.1) de absorptie van de spiegels verwaarloosd, zodat het maximum van de transmissie T gelijk aan 1 is. We zien aan (A.2) dat voor geringe variatie van Θ rond $\Theta=0$, de golflengte λ_m waarbij maximale transmissie plaats vindt varieërd volgens:

$$\lambda_m(\Theta) \approx \lambda_m(\Theta=0) \cdot (1 - \Theta^2/2) \text{ zodat:} \quad (\text{A.7a})$$

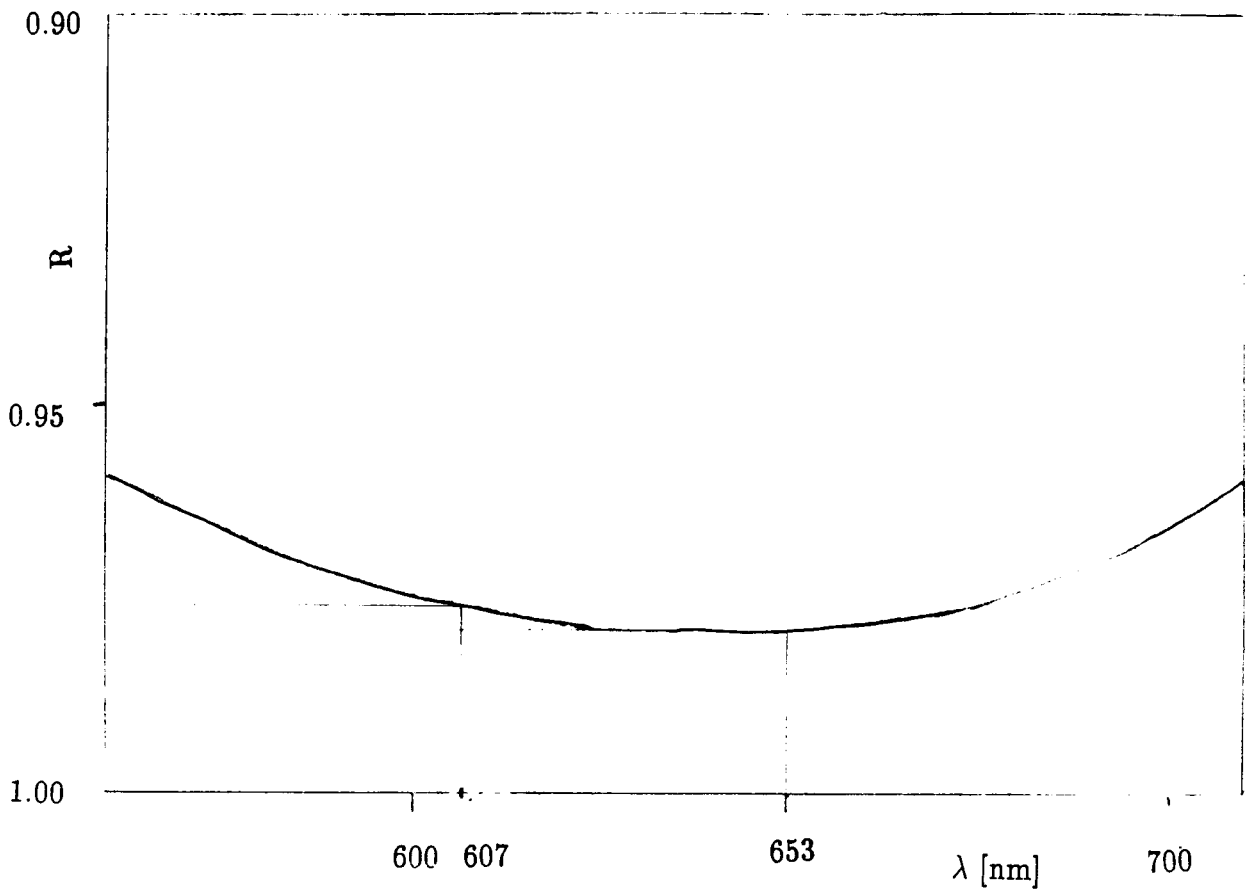
$$\Delta\lambda(\Theta) = \lambda_m(\Theta) - \lambda_m(0) \approx \Theta^2/2 \cdot \lambda \quad (\text{A.7b})$$

Deze vergelijkingen gelden ook voor interferentiefilters omdat deze volgens hetzelfde principe van meervoudige reflectie werken.

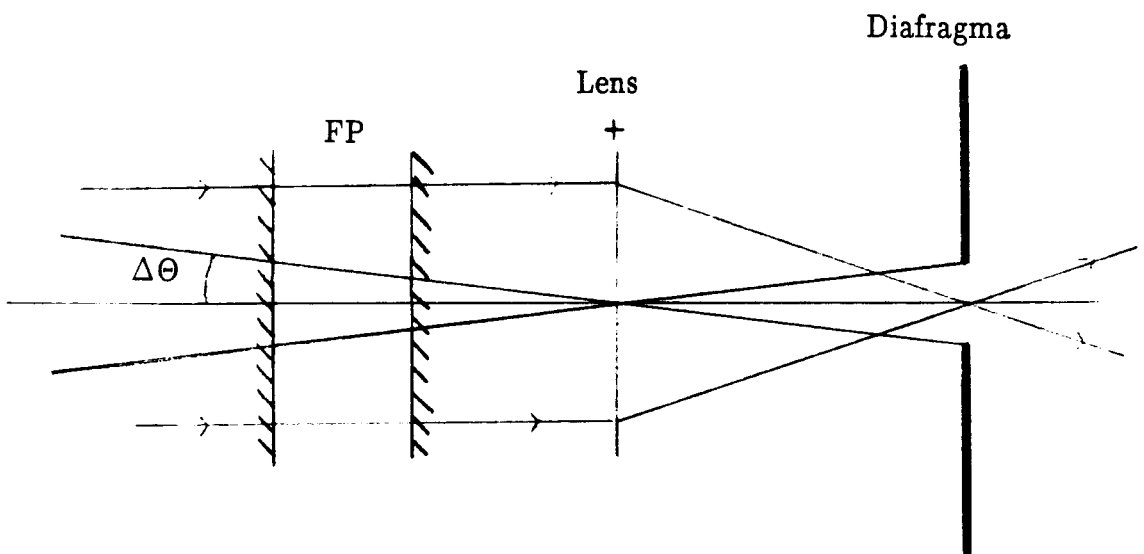
De finesse wordt bepaald door enkele factoren van verschillende aard. Doorgaans zijn de drie achter een volgens behandelde factoren van belang. Meest fundamenteel is de (amplitude) reflectie-coëfficiënt $r(\lambda)$ of de reflectiviteit $R=r^2$. Wanneer alleen deze bepalend is geldt:

$$F = \pi r/1-r^2 \quad (\text{A.8})$$

In figuur A.2 is de $R(\lambda)$ curve van de door ons gebruikte platen gegeven. Hieruit volgen de voor ons van belang zijnde getalwaarden van:



Figuur A.2 De reflectiviteit R van de FP platen als functie van de golflengte.



Figuur A.3 Het toegelaten hoekinterval wordt beperkt tot $\Delta\theta = L/D/2$ m.b.v. een lens-diafragma combinatie.

$$F(\lambda=607 \text{ nm}) = 129 \quad (\text{A.9a})$$

$$F(\lambda=653 \text{ nm}) = 157 \quad (\text{A.9b})$$

Wanneer het toegelaten Θ -gebied beperkt wordt door een lens-diafragma combinatie zoals in figuur A.3 levert deze combinatie een tweede faktor F_2 die de finesse bepaald:

$$F_2 = \lambda_0/d (L/D/2)^2 \quad (\text{A.10})$$

met L de brandpuntsafstand, en D de diameter van de diafragmaopening. Met $L=200 \text{ mm}$, $D=0.2 \text{ mm}$ en $d=30 \text{ mm}$ volgt:

$$F_2(\lambda=607 \text{ nm}) = 81 \quad (\text{A.11a})$$

$$F_2(\lambda=653 \text{ nm}) = 87 \quad (\text{A.11b})$$

De verbreding van de transmissiepiek is het gevolg van het toegelaten hoekinterval $\Delta\Theta$ bepaald door:

$$\Delta\Theta = D/2L \quad (\text{A.12})$$

Aan deze $\Delta\Theta$ is volgens (A.7b) een $\Delta\lambda$ gekoppeld ter grootte van:

$$\Delta\lambda = 1/2 (D/2L)^2 \cdot \lambda_0 \quad (\text{A.13})$$

Wanneer meerdere factoren van invloed zijn kan de resulterende F uit de verschillende F_1 , F_2 , etc. bepaald worden volgens:

$$1/F^2 = 1/F_1^2 + 1/F_2^2 + \text{etc.} \quad (\text{A.14})$$

De derde factor is er een van technische aard. Deze betreft het (ongewenst) licht concaaf of convex zijn van de spiegelende platen. Dit komt neer op een gering verloop van de afstand d tussen de platen over de straal. Hierdoor stelt de kwaliteit van de platen een bovengrens F_3 aan de in praktijk haalbare F . F_3 is voor onze platen gespecificeerd als 50. Deze opgave geldt bij volledige 'vulling' van de platen (diameter 40 mm). Wanneer door diafragmeren het werkzaam oppervlak beperkt wordt, neemt de invloed van deze vlakheidsfinesse geleidelijk af.

Indien de vlakheid van de gebruikte platen niet gunstiger uitvalt dan gegarandeerd

leiden deze drie factoren bij elkaar genomen tot maximaal haalbare finesse van:

$$F(\lambda=607 \text{ nm}) < 40.4 \quad (\text{A.15a})$$

$$F(\lambda=653 \text{ nm}) < 41.8 \quad (\text{A.15b})$$

Hierbij speelt de reflectie coefficient R geen rol van betekenis. Als gevolg een nooit perfecte uitlijning, en wegdriften na optimale instelling van de plan-parallelle stand van de platen, zal de finesse in de praktijk lager uitkomen.

De afstand d van de FSR dient optimaal gekozen te worden. In ons geval dient de FSR een voldoende groot Dopplersnelheidsgebied te omvatten. Een grotere FSR gaat ten koste van het oplossend vermogen (A4). Om geen risico te nemen hebben we ingesteld op het snelheidsgebied van -1500 m/s tot 1500 m/s ($\Delta v_{\text{FSR}} = 3000 \text{ m/s}$). We dienen $\Delta \nu_{\text{FSR}}$ dan te nemen volgens:

$$\Delta \nu_{\text{FSR}}/v = \Delta v_{\text{FSR}}/c \quad (\text{A.16})$$

waaruit volgt: $2d = c\lambda/\Delta v = 60 \text{ mm}$.

Appendix 2

CONVERSIEFACTOREN VOOR DE ONAFHANKELIJKE VARIABELE BIJ DE FP

De amplitude A_{piezo} van de zaagtandspanning U_{piezo} correspondeert met een amplitude van de plaat translatie Δx volgens: $\Delta x \approx 10^{-8} \text{ m/V}$.

De index i van een kanaal is door de vaste kanaaltijd van 1 ms, en ramperiode van 1 s aan de spanning U_{piezo} gekoppeld volgens:

$$i = 1000 U_{\text{PE}}/A_{\text{PE}} \quad (\text{B.1})$$

Wegens de symmetrie van de uitstroming om de bundelas mogen we het nulpunt van de Dopplersnelheid $v_{\text{D}}=0$ (of de frequentie ν_0 van de Doppler vrije overgang) bij het midden van een fluorescentiepiek leggen. De frequentieschaal verloopt lineair en leggen we vast aan de hand van de breedte van de FSR (A.4). Onze metingen zijn verricht met atmosferische lucht als medium ($N = 1$) en met $d = 30 \text{ mm}$. Afhankelijk van het geplaatste interferentiefilter is λ_0 bepaald op 653 nm of 607 nm en omvat de FSR 253 kanalen, resp. 235 kanalen. De FSR vraagt immers een translatie Δx ter grootte van $\lambda_0/2$, en is daarom, wegens de constante snelheid van de bewegende FP-plaat, in kanalen (of tijd) evenredig met λ_0 . Onafhankelijk van λ_0 geldt bij $d=30 \text{ mm}$:

$$\Delta\nu_{\text{FSR}} = 5.0 \text{ GHz} \quad (\text{B.2})$$

De (Doppler)snelheidsschaal is aan de frequentieschaal gekoppeld volgens:

$$\Delta\nu(=\nu-\nu_0)/\nu_0 = v_{\text{D}}/c \quad (\text{B.3})$$

Berekenen we de met een kanaalbreedte overeenkomende Dopplersnelheid $\Delta v_{\text{D}}[\text{m/s}]$ dan blijkt deze onafhankelijk van ν_0 :

$$\Delta v_{\text{D}} = \Delta\nu_{\text{FSR}}(\lambda_0=653 \text{ nm})/253(=a/\nu_0) = (c \cdot \Delta\nu_{\text{FSR}}/\nu_0)/253 =$$

$$= (c/2d)/a = 12.9 \quad (\text{B.4})$$

Bij een typische waarde van de finesse $F = 25.3$ volgt een oplossend vermogen:

$$\Delta v_{\text{D,FWHM}} = 129 \text{ m/s.}$$

Appendix 3 HET TRANSPORT VAN DE LASERBUNDEL

De laserbundel dient m.b.v. spiegels en lenzen naar de opstelling geleid te worden. Het is onze opgave om de waist van de cavity (Waist No 1) af te beelden op:

I. het interactiecentrum : Waist No 2

II. de expansie : Waist No 3

Bovendien wensen we in de expansie een elliptische doorsnede van de waist, met een kleine korte/lange as verhouding.

Aan de waist van een gaussische laserbundel is gekoppeld een waistlengte L :

$$L = r_W / \alpha \quad (C.1)$$

met α de divergentie van de laserbundel, en r_W de waiststraal (de straal van de $1/e^2$ cirkel van het intensiteitsprofiel). Voor een gaussische bundel geldt:

$$L = \frac{\pi r_W^2}{\lambda} \quad (C.2)$$

met λ de golflengte van de laserstraling

De afbeeldingsformule is:

$$f^2 = l_1 l_2 + L_1 L_2 \quad (C.3)$$

met: $l_{1,2}$ de afstand van voorwerpspunt resp. de af te beelden waist tot de lens minus de brandpuntsafstand f .

Tevens geldt:

$$L_1 / l_1 = L_2 / l_2 \quad (C.4)$$

waarmee het systeem bepaald is.

In de limiet voor $\lambda \rightarrow 0$ gaan alle $L \rightarrow 0$, en resteert de klassieke optica.

De eis van een verschillende waiststraal in horizontale en verticale richting (resp. $r_{W.H}$ en $r_{W.V}$), levert het probleem dat hiermee ook L_H en L_V sterk van elkaar verschillen en het volgens (C.3) niet zonder meer mogelijk is in beide richtingen de waist ter plaatse van de expansie te leggen. We omzeilen dit probleem door de

cavity-waist zodanig op het interactie-centrum af te beelden dat de expansie nog ruim binnen de waistlengte L_2 valt. Voor de waist in het interactie-centrum geldt: $r_W = 1.6$ mm, waarmee $L_2 = 13.6$ m. De gegevens van de drie verschillende waists zijn samen met de verschillende afstanden in tabel C.1 bij elkaar gezet.

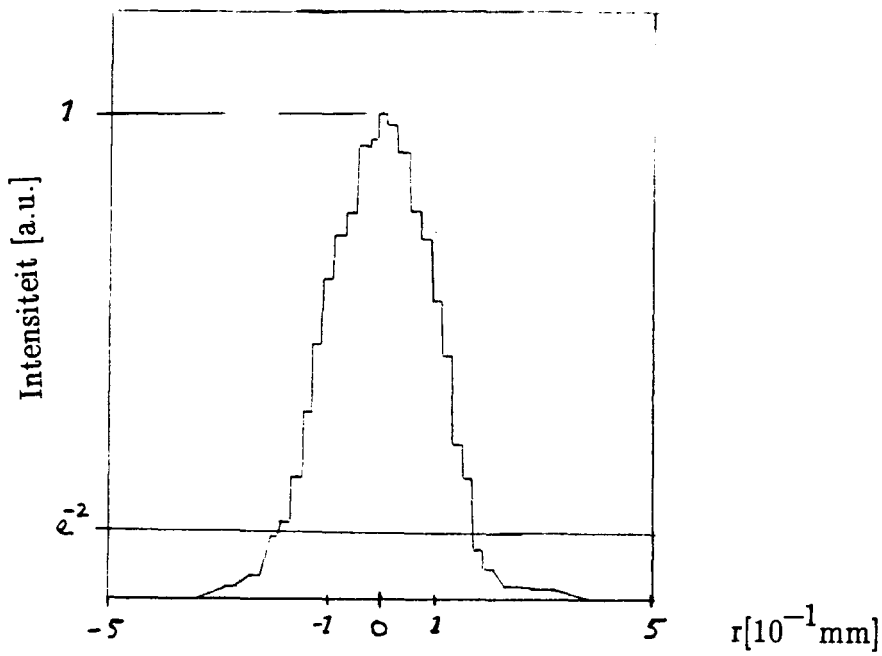
Door een cilindrische lens met $f_H = 1$ m voor de expansie te plaatsen op een afstand nagenoeg gelijk aan de brandpuntsafstand, krijgen we een smalle horizontale waist in de expansie. Wegens de onzekerheden in de brandpuntsafstanden en enkele afstanden, hebben we het intensiteitsverloop over een horizontale doorsnede bepaald. Op basis hiervan is de lenspositie exact afgesteld. Het in die situatie bereikte bundelprofiel is weergegeven in figuur C.1. De gerealiseerde volle $1/e^2$ breedte in horizontale richting blijkt 0.36 mm zodat $r_{W.H} = 0.18$ mm.

Figuur C.2 geeft het transport van de laserbundel (met sterk verschillende afstandsmaat langs de verschillende assen) weer.

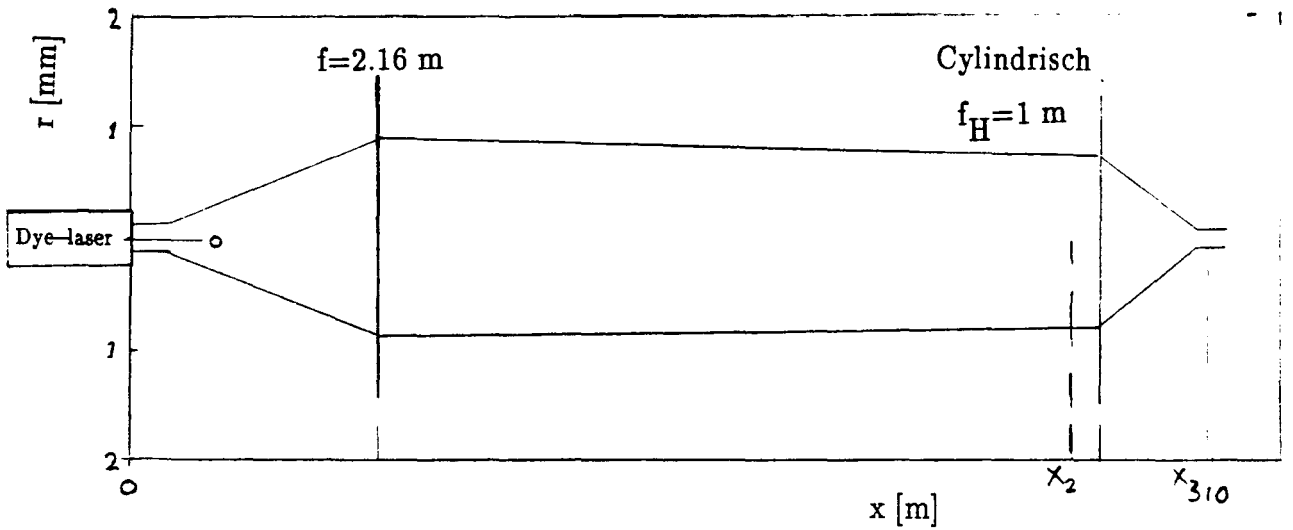
Waist No	r [mm]	L [m]	d_1	f [m]	d_2
1	0.25	0.31			
			2.26	2.16	6.51
2	1.65	13.6			
			0.20	1.0 ^a	0.99
3	H 0.18 V 1.65	0.16 13.6			

a) De brandpuntafstand in het horizontale vlak.

abel C.1 De maten van de laserbundel, en de afstanden van de lichtweg. Voor de verschillende waists W_i zijn gegeven: r = de waiststraal, en L = de waistlengte; voor de lenzen tussen de verschillende waists zijn gegeven de afstanden $d_{1,2}$ van waist tot lens en de brandpuntafstand f van de lens. Na de cilindrische lens onderscheiden we voor W_3 afzonderlijk de maten in het horizontale en vertikale vlak.



Figuur C1 Het profiel van de laserbundel ter plaatse van de waist in de expansie.



Figuur C2 Het transport van de laserbundel naar de expansie. Het verloop van de $1/e^2$ -straal tussen de op een volgende waists is schematisch weergegeven. $X_2=8.77$ m geeft de positie van de waist in het interactiecentrum bij het spiraltron, $X_3=9.96$ m geeft de positie van de waist in in de expansie.

Appendix 4 BEREKENING VAN DE SNELHEID v_{kar}

De deëxcitatie kans voor een metastabiel wordt volgens vergelijking 4.3 bepaald door zijn verblijftijd in de laserbundel en een karakteristieke tijd τ . De breedte van de laserbundel ($2r_W$) dient noodzakelijk klein gekozen te worden, $2 \cdot r_W = 0.36$ mm. De tijd τ wordt bepaald door de verschillende overgangswaarschijnlijkheden A_k van het bovennivo k . Voor de overgang $\text{Ne}^{**}(1s_5) \rightarrow \text{Ne}^{**}(2p_8)$ geldt:

$$A_{k5} = 13.6 \cdot 10^6 \text{ [s}^{-1}\text{]}$$

$$A_k = 40.5 \cdot 10^6 \text{ [s}^{-1}\text{]}$$

Waarbij de waarde A_{k5} geldt voor de overgangswaarschijnlijkheid naar het ondernivo $\text{Ne}^*(1s_5)$. De overgangswaarschijnlijkheid S_{5k} voor aanslag door de laserstraling is gelijk aan:

$$S_{5k} = \sigma_{5k} \phi \tag{D.1}$$

met ϕ de fotonflux [$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$], en $\sigma_{5k} = 21.5 \cdot 10^{-15} \text{ [m}^2\text{]}$ voor de genoemde overgang.

In onze praktijk geldt een laser intensiteit van $6 \text{ mW/mm}^2 \approx 1 \cdot 10^{22}$ fotonen $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$, zodat $S_{5k} \approx 2 \cdot 10^8 \text{ [s}^{-1}\text{]}$ en daarmee veel groter is dan de A_k zodat er sprake is van verzadiging. Dit betekent weer dat de karakteristieke tijd τ vrijwel volledig door de A_{ki} bepaald wordt, en de preciese waarde van de fotonflux ϕ niet meer van belang is. De bezetting van het bovennivo is als gevolg van gestimuleerde emissie ongeveer gelijk aan die van het ondernivo. Maesen [MAE 86] houdt hier geen rekening mee en komt dan tot een karakteristieke snelheid $v_{\text{kar}} (=2r_W/\tau) = 6000 \text{ m/s}$. Aangezien de bij aanvang metastabiele atomen ongeveer de helft van de tijd in het bovennivo verkeren, dienen we deze 6000 m/s te halveren. De waarde van 3000 m/s komt goed overeen met de experimenteel bepaalde waarde van gemiddeld 3500 m/s. Deze moet vergeleken worden met de waarde van 2000 m/s van Maesen [MAE 86]. Gelet op zijn iets bredere horizontale waast van 0.60 mm zouden we eerder een hogere waarde verwachten.

Lijst van REFERENTIES

- AND 66 J.B. Anderson, R.P. Andres and J.B. Fenn Molecular Beams
editor J. Ross John Wiley & Sons 1966
- BEI 81 H.C.W. Beijerinck and N.F. Verster
Physica 111C (1981) 327
- BEI 83 H.C.W. Beijerinck, G.H. Kaashoek, J.P.M. Beijers and M.J. Verheijen
Physica 121C (1983) 425
- BEU 86 J.J. Beulens Intern rapport VDF/NO 86-02 T.U.E.
- BOR 75 M. Born and E. Wolf Principles of Optics 5^e edition
Pergamon Press 1975
- BRU 75 C.F. Bruce, R.M. Duffy
Rev. Sci. Instrum. 46 (1975) 379
- DRI 83 J.P.J. Driessen Intern rapport VDF/NO 83-14 T.U.E.
- FAH 80 D.W. Fahey, W.F. Parks and L.D. Schearer
J. Phys. E. 13 (1980) 381
- GOO 84 H. van Gool Intern rapport VDF/NO 84-11 T.U.E.
- HAB 77 A.H.M. Habets Ph.D. Thesis T.U.E. 1977
- HCP 83 Handbook of Chemistry and Physics CRC Press Inc. 64^e edition 1983
- KAM 74 K. Kaminishi and S. Nawata
J. Appl. Ph. 13 (1974) 1640
- KLO 80 C.E. Klots
J. Chem. Phys. 72 (1980) 192
- MAN 84 M.P.I. Manders Intern rapport VDF/NO 84-12 T.U.E.
- MAE 86 E.P.V. Maesen Intern rapport VDF/NO 86-14 T.U.E.
- MEY 85 P. Meyer Intern rapport VDF/NO 85-07 T.U.E.
- MIL 69 D.R. Miller and R.P. Andres Procs 6^e Symp. Rarefied Gas Dynamics

editors L. Trilling and H.Y. Wachman Vol.2 1385 Academic Press 1969

- ODI 65 V.I. Odintsov
Optics and Spectroscopy 18 (1965) 205
- RUY 84 W.M.J. Ruyten Intern rapport VDF/NO 84-06 T.U.E.
- SCH 86 J.H.M. Schonenberg Intern rapport VDF/NO 86-01 T.U.E.
- VER 84a M.J. Verheyen, et al.
J. Phys. E. 17 (1984) 904
- VER 84b M.J. Verheyen, H.C.W. Beijerinck, W.A. Renes and N.F. Verster
Chem. Phys. 85 (1984) 63
- VER 85 M.J. Verheyen, H.C.W. Beijerinck and N.F. Verster
Rev. Sci. Instrum. 56 (1) (1985) 62
- VLI 85 E.J.W. Vliembergen Intern rapport VDF/NO 85-17 T.U.E.