

MASTER

Een kleurstoflaseropstelling voor molecuulbundelonderzoek

Verheijen, M.J.

Award date:
1980

[Link to publication](#)

Disclaimer

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

General rights

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

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

M.J. Verheijen
EEN KLEURSTOFLASEROPSTELLING
VOOR MOLECUULBUNDELONDERZOEK

Afstudeerverslag VDF/NO 79-11

November 1979

Dit afstudeerwerk is verricht onder dagelijkse begeleiding van
Dr. H.C.W. Beyerinck in de groep molecuulbundels en Ir. P. Schellekens
in de groep lengtemeting van de Technische Hogeschool Eindhoven.

Met dank aan alle mensen uit de groep molecuulbundels en uit de
groep lengtemeting.

Samenvatting		I
HOOFDSTUK I	Inleiding; handleiding bij het lezen	1
HOOFDSTUK II	Probleemstelling	3
II.1	Wisselwerking tussen straling en materie	3
II.2	Het energie-nivo-schema van neon	8
II.3	De laser toegepast bij molekuulbundel- onderzoek	10
II.4	De eisen die aan de laser gesteld worden	12
II.5	Principe van de werking van een laser	13
II.6	Nadere uitwerking van de eisen aan de kleurstoflaser	18
HOOFDSTUK III	Transport van de laserbundel door optische fibers	19
III.1	Inleiding	19
III.2	De beschrijving van een lichtbundel	19
III.3	De kleurstoflaserbundel	28
III.4	Optische fibers	31
III.5	Het inkoppelen van de laserbundel in het fiber	34
III.6	De secundaire bundel	35
HOOFDSTUK IV	De Lamb-dip gestabiliseerde helium-neon laser	39
IV.1	Inleiding	39
IV.2	De Lamb-dip	39
IV.3	De frekwentiestabilisatie	47
IV.4	Meting van de frekwentiestabiliteit van de Lamb-dip laser	49
IV.5	Meetresultaten	54
IV.6	Konklusies	56
HOOFDSTUK V	De referentie-meting	57
V.1	De meetmethode	57
V.2	Het strooiproces	57
V.3	Konklusies	60

		pag.
HOOFDSTUK VI	De referentiebron	62
VI.1	Inleiding	62
VI.2	De supersone expansie	63
VI.3	De gasontlading	68
VI.4	De uitstroming	72
VI.5	Meetresultaten	77
VI.6	Konklusies	84
HOOFDSTUK VII	De referentie-opstelling	85
VII.1	Inleiding	85
VII.2	De metastabielen bundel	86
VII.3	De fotonenbundel	87
VII.4	De fotomultipliër	87
VII.5	De strooiholte	88
VII.6	Het strooilicht	93
HOOFDSTUK VIII	Metingen aan de referentie-opstelling	96
VIII;1	Inleiding	96
VIII.2	Metingen en onderdrukking van het strooilicht	96
VIII.3	Uitlijning van de opstelling	97
VIII.4	Het fluorescentiesignaal	98
Referenties		100

Samenvatting

Tijdens het afstudeeronderzoek is meegewerkt aan de opbouw van de infrastructuur rond een continue kleurstoflaser die gebruikt zal worden bij molekuulbundelonderzoek. Aan drie aspecten is veel aandacht besteed.

Allereerst is er onderzoek gedaan aan het transport van de laserbundel via optische fibers. Dit kan over de benodigde afstanden van ca. 25 m zeer efficiënt geschieden met minder dan 30% vermogensverlies. Het "divergentieloos" (enkele mrad) maken van de bundel na het fiber gaat echter nog ten koste van ca. 90% van het beschikbare vermogen aan het uiteinde van de fiber. Dit wordt veroorzaakt, doordat de helderheid van de bundel na het fiber een faktor 10 tot 20 kleiner is dan die van de laserbundel. Dit kan echter aanzienlijk verbeterd worden door fibers met een kleinere diameter en een kleinere numerieke apertuur te gebruiken.

Het tweede project bestond uit het onderzoek van de frekwentiestabiliteit van een Lamb-dip gestabiliseerde HeNe-laser, die op de THE gebouwd is. Deze laser wordt gebruikt als referentie voor een golflengtemeter, waarmee de frekwentie van de kleurstoflaser wordt gemeten. Hiervoor is een laser nodig, die op lange termijn binnen 5 MHz stabiel blijft. De stabiliteitsmetingen zijn nog niet geheel voltooid. De voorlopige conclusie is dat deze laser ruim aan de gestelde eisen kan voldoen.

Het belangrijkste gedeelte van het afstudeeronderzoek bestond uit het ontwerpen en bouwen van een lange-termijn frekwentiestabilisatie van de kleurstoflaser op een atomaire overgang. Hiervoor wordt een molekuulbundelopstelling gebruikt. De laserfrekwentie wordt regelmatig gecontroleerd en bijgesteld, door als functie van de afstemfrekwentie het fluorescentiesignaal te meten bij het loodrecht kruisen van de molekuulbundel en de laserbundel. Hierdoor wordt de dopplerverbreiding uitgeschakeld en moet het mogelijk zijn om de laserfrekwentie binnen 2 MHz te stabiliseren op de resonantiefrekwentie van de atomaire overgang.

Hoofdstuk I

INLEIDING

I.1 Overzicht van de werkzaamheden

In de groep molekuulbundels is sedert september 1978 een continue kleurstoflaser aanwezig. Deze laser wordt gebruikt bij molekuulbundelonderzoek voor toestandsgeselecteerde strooiexperimenten. Hiervoor moet de laser aan een aantal eisen voldoen. Tijdens de afstudeerperiode is meegewerkt aan de opbouw van de infrastructuur rond de laser. Aan de volgende drie aspecten is veel aandacht besteed:

- a) het transport van de laserbundel via optische fibers
- b) de meting van de laserfrequentie
- c) de lange-termijnstabilisatie van de laserfrequentie op een atomaire overgang

I.2 Handleiding bij het lezen van dit verslag

Omdat bij de verschillende aspecten van het afstudeerwerk sprake is van wisselwerking tussen e.m.-straling en materie wordt in hoofdstuk II begonnen met een overzicht van de mogelijke wisselwerkingen en bijkomende effecten. In de rest van dit hoofdstuk worden aan de hand hiervan de eisen aan de infrastructuur geformuleerd en nader uitgewerkt. Het transport van de laserbundel naar de opstellingen zal plaatsvinden via optische fibers. Aan een drietal verschillende fibers zijn verkennende metingen gedaan. Er wordt een beschrijving van lichtbundels in de faseruimte gebruikt om de laserbundel te beschrijven. Dit alles komt in hoofdstuk III aan de orde.

De laserfrequentie wordt gemeten met een in de groep gebouwde golflengtemeter(COT79). Deze vergelijkt de frequentie van de kleurstoflaser met de frequentie van een referentielaser. Deze referentielaser is op de THE gebouwd(VER79). Tijdens het afstudeerwerk is de frequentiestabiliteit van deze laser onderzocht. De werking van deze laser wordt in het kort in hoofdstuk IV besproken. De rest van dit hoofdstuk handelt over het onderzoek aan de frequentiestabiliteit.

Voor de lange-termijn stabilisatie van de laserfrequentie op een atomaire overgang wordt een molekuulbundelopstelling gebruikt. In hoofdstuk V wordt de detektie van een afwijking van de laserfrequentie besproken.

Hoofdstuk VI behandelt de bron, die de molekuulbundel produceert.

Dit is een holle kathode ontlading. Voor de ontlading en de uitstroming wordt een eenvoudig model aangenomen, waarmee de metingen redelijk verklaard kunnen worden. De gehele bundelopstelling van de stabilisatie wordt in hoofdstuk VII besproken. In hoofdstuk VIII worden de eerste meetresultaten besproken.

Hoofdstuk II PROBLEEMSTELLING:

II.1 Wisselwerking tussen straling en materie.

Inleiding.

Bij molecuulbundelexperimenten met een laserbundel is, evenals in de laser zelf, sprake van wisselwerking tussen straling en materie. De drie fundamentele wisselwerkingen zijn: Spontane emissie, gestimuleerde emissie en absorptie.

Spontane emissie.

Beschouw twee toestanden $|i\rangle$ en $|k\rangle$ van een atoom (molecuul) met energieën E_i resp. E_k ($E_i < E_k$), zie figuur 2.1. Wanneer een atoom zich oorspronkelijk in toestand $|k\rangle$ bevindt, zal het na verloop van tijd spontaan vervallen naar $|i\rangle$. Hierbij moet een hoeveelheid energie

$$\Delta E = E_k - E_i \quad (J) \quad 2.1.$$

door het atoom worden afgestaan. Als deze energie vrij komt in de vorm van e.m. straling heet dit proces spontane emissie. De frequentie van de straling, ν_0 , is volgens Planck:

$$\nu_0 = (E_k - E_i) / h. \quad (s^{-1}) \quad 2.2.$$

h :constante van Planck (J s).

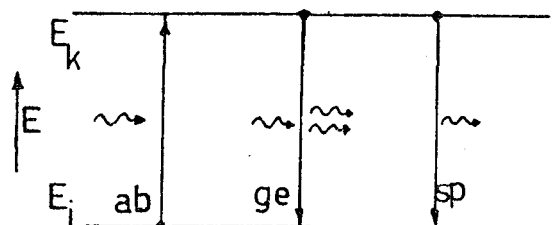


fig. 2.1 Twee energienivo's met de mogelijke optische overgangen: ab absorptie, ge gestimuleerde emissie en sp spontane emissie.

De overgangswaarschijnlijkheid voor spontane emissie $|k\rangle \rightarrow |i\rangle$ wordt gegeven door de vervalconstante A_{ki} :

$$A_{ki} = -\frac{1}{n_k} \left(\frac{dn_k}{dt} \right)_{sp} \quad (s^{-1}) \quad 2.3.$$

n_k : bezetting van toestand $|k\rangle$ (s^{-1})

Tengevolge van de spontane emissie $|k\rangle \rightarrow |i\rangle$ krijgt $|k\rangle$ een levensduur

$$\tau_{ki} = A_{ki}^{-1} \quad 2.4.$$

Waarden van A_{ki} voor de Ne overgangen zijn gegeven in II.2.

Gestimuleerde emissie.

Neem een atoom in de toestand $|k\rangle$, dat zich in een e.m.-veld met frequentie ν_0 bevindt. Door wisselwerking met het e.m.-veld kan het atoom van $|k\rangle$ naar $|i\rangle$ vervallen waarbij de energie $E_k - E_i$ vrijkomt in de vorm van e.m.-straling met frequentie ν_0 . Dit heet gestimuleerde emissie.

Er is een belangrijk verschil tussen spontane en gestimuleerde emissie. Bij spontane emissie zijn fase en richting van de vrijkomende straling geheel onbepaald. Bij gestimuleerde emissie passen fase en richting van de uitgezonden straling t.g.v. de wisselwerking bij die van het oorspronkelijke stralingsveld. De energie van het oorspronkelijke stralingsveld neemt dus toe met de energie $h\nu_0$ van een foton met frequentie ν_0 . De overgangswaarschijnlijkheid W_{ki} wordt gegeven door:

$$W_{ki} = -\frac{1}{n_k} \left(\frac{dn_k}{dt} \right)_{ge} \quad (s^{-1}) \quad 2.5.$$

Deze overgangswaarschijnlijkheid is evenredig met de intensiteit van het oorspronkelijke stralingsveld en wordt wel geschreven als:

$$W_{ki} = \sigma_{ki} \phi = \sigma_{ki} \frac{I}{h\nu_0} \quad (s^{-1}) \quad 2.6.$$

ϕ : fotonen-flux van het stralingsveld ($m^{-2} s^{-1}$)

σ_{ki} : botsingsdoorsnede voor gestimuleerde emissie (m^2).

I : intensiteit van het e.m.-veld ($J m^{-2} s^{-1}$).

Absorptie.

Als het atoom in het e.m.-veld met frequentie ν_0 zich oorspronkelijk in toestand $|i\rangle$ bevindt, kan het atoom t.g.v. wisselwerking met het e.m.-veld van $|i\rangle$ naar $|k\rangle$ worden aangeslagen. De energieën $E_k - E_i$, die het atoom daarvoor nodig heeft, onttrekt het aan het e.m.-veld. Er wordt een foton geabsorbeerd door het atoom. Voor de overgangswaarschijnlijkheid voor absorptie W_{ik} geldt:

$$W_{ik} = -\frac{1}{n_i} \left(\frac{dn_i}{dt} \right)_{ab} \quad (2.7)$$

W_{ik} kan evenals W_{ki} , geschreven worden als

$$W_{ik} = \sigma_{ik} \phi = \sigma_{ik} \frac{I}{h\nu_0} \quad (2.8)$$

σ_{ik} : botsingsdoorsnede voor absorptie (m^{-2})

De botsingsdoorsnedes voor gestimuleerde emissie σ_{ki} en gestimuleerde absorptie σ_{ik} zijn gelijk voor dezelfde overgang.

$$\sigma_{ik} = \sigma_{ki} = \sigma \quad 2.9.$$

Voor atomaire overgangen in een bundelexperiment (zonder botsingsverbreding en Dopplerverbreiding) kan σ oplopen tot

$$\sigma \leq \frac{\lambda^2}{2\pi} \quad (m^{-2}) \quad 2.10.$$

λ : golflengte van het licht met frequentie ν_0 .

Voor de $2p_2 - 1s_5$ neon overgang (zie II.2): $\lambda = 588 \text{ nm}$ hetgeen resulteert in $\sigma = 5.5 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$.

De lijnvorm.

De lijnvorm van een overgang is de kans op wisselwerking tussen een atoom en het stralingsveld als functie van de frequentie ν van het stralingsveld. Deze lijnvorm wordt tengevolge van een aantal effecten niet gegeven door een δ -functie bij $\nu = \nu_0$, maar krijgt een zekere breedte. Er wordt onderscheid gemaakt tussen homogene en inhomogene lijnverbreding

De homogene lijnverbreding wordt veroorzaakt door de eindige levensduur τ_k van het bovennivo en eventueel van het ondernivo (τ_i).

Hierdoor heeft een atoom met resonantiefrequentie ν_a een zekere kansdichtheid $L(\nu - \nu_a; \gamma)$ om te wisselwerken met een stralingsveld met frequentie ν . De levensduur wordt bepaald door de botsingstijd τ_b en de karakteristieke tijd voor spontane emissie τ_{sp} . Als $\tau_{sp} \gg \tau_b$ overweegt de botsingsverbreding in het andere geval de natuurlijke verbreding. De botsingsverbreding is in het kader van molekuulbundels nauwelijks van belang. De levensduur τ_k van $|k\rangle$ wordt bepaald door alle vervalprocessen $|k\rangle \rightarrow |j\rangle$ volgens:

$$\tau_k^{-1} = \sum_j \tau_{kj}^{-1} = \sum_j A_{kj} = A_k \quad (s^{-1}) \quad 2.11.$$

De resulterende lijnvorm is de Lorentz-vorm (fig. 2.2).

$$L(\nu - \nu_a; \gamma) = \frac{4}{\gamma} \frac{1}{1 + 16 \pi^2 \left(\frac{\nu - \nu_a}{\gamma} \right)^2} \quad 2.12.$$

Voor de lijnbreedte γ geldt:

$$\gamma = \tau_k^{-1} \quad (s^{-1}) \quad 2.13.$$

De breedte op halve hoogte, FWHM, wordt gegeven door:

$$\Delta\nu_{\frac{1}{2}} = \gamma/2\pi \quad (s^{-1}) \quad 2.14.$$

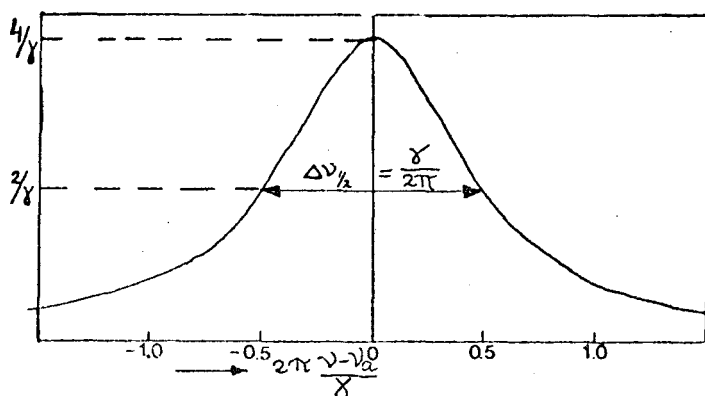


fig. 2.2 De Lorentz-functie.

Voor het $2p_5$ nivo van neon (zie II.2) geldt $\Delta\nu_{\frac{1}{2}} = 8.5$ MHz en voor het $2p_2$ nivo: $\Delta\nu_{\frac{1}{2}} = 9.6$ MHz.

De botsingsdoorsnede voor gestimuleerde emissie en absorptie wordt gegeven door (VER78) :

$$\sigma(\nu) = \sigma_0 \frac{1}{1 + 16\pi^2 \left(\frac{\nu - \nu_a}{\gamma}\right)^2} \quad (\text{m}^{-2}) \quad 2.15.$$

De maximale botsingsdoorsnede σ_0 welke optreedt als $\nu = \nu_a$ wordt gegeven door (VER78):

$$\sigma_0 = \frac{\lambda_a^2}{2\pi} \frac{g_k}{g_i} \frac{A_{ki}}{A_k} \quad (\text{m}^{-2}) \quad 2.16.$$

waarin g_k en g_i de statistische gewichten van toestand $|k\rangle$ resp. $|i\rangle$ zyn. Met 2.12. wordt 2.15.:

$$\sigma(\nu) = \sigma_0 \frac{\gamma}{4} \mathcal{L}(\nu - \nu_a; \gamma) \quad (\text{m}^{-2}) \quad 2.17.$$

De inhomogene lijnverbreding wordt veroorzaakt door een verschuiving van de resonantiefrequentie ν_a van de atomen. Bij gassen wordt deze veroorzaakt door het Dopplereffect. Hierdoor is de resonantiefrequentie ν_a verdeeld volgens een kansverdeling $G(\nu_a - \nu_0; \beta)$ rond de niet verschoven resonantiefrequentie ν_0 met FWHM β . De vorm en breedte van $G(\nu_a - \nu_0; \beta)$ wordt bepaald door de Boltzman verdeling van de snelheid met karakteristieke snelheid $\alpha = \sqrt{2kT/m}$ (fig.2.3)

$$G(\nu_a - \nu_0; \beta) = \frac{\sqrt{4 \ln 2}}{\beta \sqrt{\pi}} \exp \left\{ -4 \ln 2 \left(\frac{\nu_a - \nu_0}{\beta} \right)^2 \right\} \quad 2.18.$$

β : FWHM van de verdeling. (s^{-1})

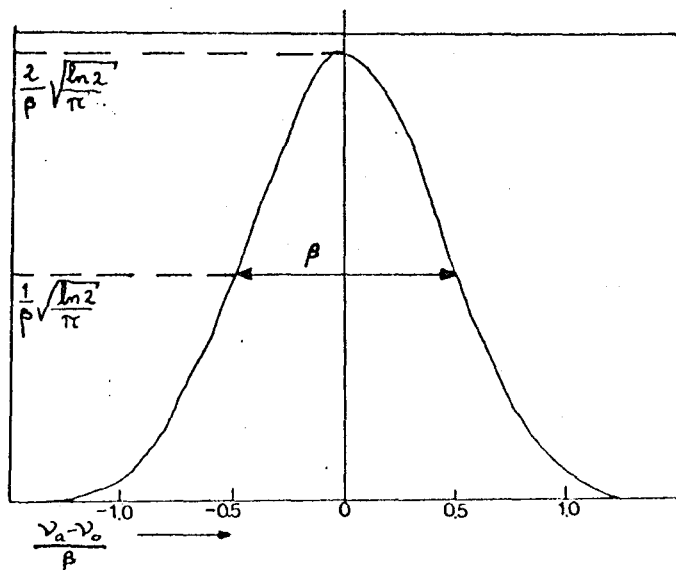


fig. 2.3 De Gauss-functie.

De FWHM β wordt gegeven door:

$$\beta = \alpha \frac{\nu_0}{c} \sqrt{4 \ln 2} = \nu_0 \sqrt{8 \ln 2 \frac{kT}{mc^2}} \quad (\text{s}^{-1}) \quad 2.19.$$

k: konstante van Boltzman (JK^{-1})

m: massa van een atoom (kg)

c: lichtsnelheid (ms^{-1})

T: temperatuur van het gas (K).

Voor de $2p_2 - 1s_5$ neon overgang (zie II.2) geldt bij kamertemperatuur:

$$\beta = 1370 \text{ MHz}$$

II.2

Het energienivo-schema van neon.

Daar voorlopig onderzoek aan neonbundels gepland is, wordt in deze paragraaf het energienivo-schema van neon behandeld. In fig. 2.4 zijn de twee onderste groepen aangeslagen nivo's van neon, de $1s$ en de $2p$ groep in Paschen-notatie, aangegeven, evenals de ligging van het grondnivo en het ionisatienivo. Verder zijn in de figuur alle optisch toegestane overgangen tussen deze energie nivo's aangegeven. Dit zijn overgangen welke mogelijk zijn via één van de drie wisselwerkingen, die in II.1 besproken zijn. De levensduur van atomen in de nivo's, welke een optisch toegestane overgang naar een lagere gelegen energienivo hebben, worden bepaald door de overgangswaarschijnlijkheden voor spontane emissie A_k van die nivo's.

In de $1s$ groep komen twee zgn. metastabiele nivo's voor, welke geen optisch toegestane overgang naar een lager gelegen energienivo hebben het $1s_3$ en $1s_5$ nivo. De levensduren van deze nivo's worden bepaald door de botsingskansen van de atomen, waarbij een metastabiel $1s$ atoom overgaat in een zogenaamd resonant $1s$ atoom, dat wel een optisch toegestane overgang naar het grondnivo heeft.

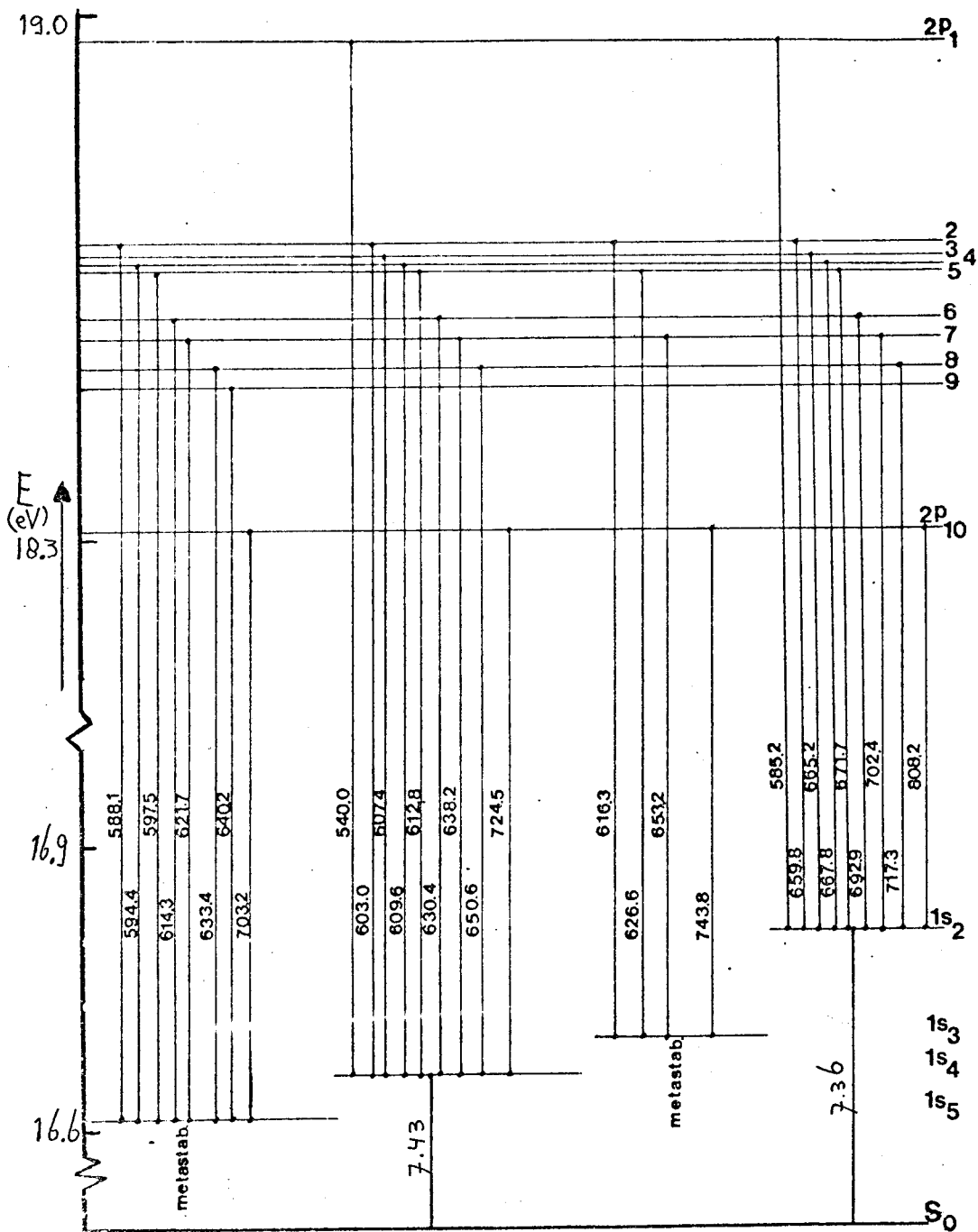


fig. 2.4 Het energienivo-schema van neon. Golflengtes in nm.

II.3

De laser toegepast by molecuulbundelonderzoek.

Detectie van het aantal moleculen n_i in toestand $|i\rangle$ met behulp van de laser geschiedt door de laserbundel en de molecuulbundel loodrecht te kruisen en de opbrengst van fluorescentiefotonen, \dot{N}_f , te meten met een fotomultiplier.

De laserfrequentie moet passen tussen nivo $|i\rangle$ en een hoger gelegen nivo $|k\rangle$. De moleculen in $|i\rangle$ zullen dan door absorptie aangeslagen worden naar $|k\rangle$ om even later spontaan te vervallen naar een aantal toestanden $|j\rangle$. Voorlopig wordt verval naar $|i\rangle$ verwaarloosd. In dat geval kan het aantal fluorescentiefotonen \dot{N}_f niet groter worden dan \dot{N}_i , de deeltjesstroom van $|i\rangle$ door de laserbundel.

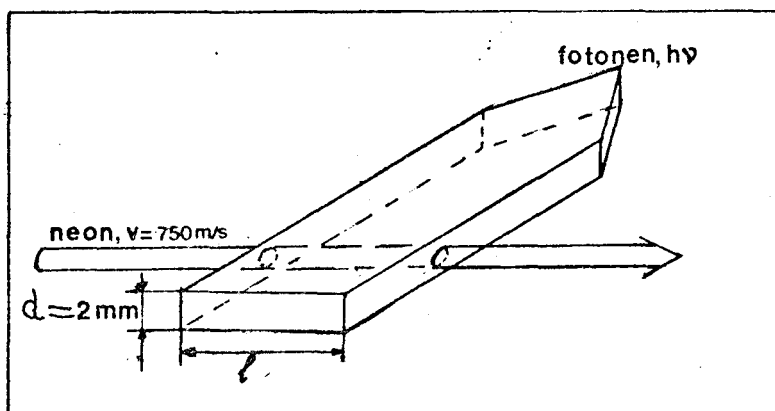


fig. 2.5 *Kruising van een neonbundel en een laserbundel.*

Een deeltje met snelheid v verblijft gedurende een tijd $t_1 = l/v$ in de laserbundel met breedte l (zie fig. 2.5). De kans dat dit deeltje een foton absorbeert, de detectieëfficiëntie, is:

$$\eta(\nu) = 1 - \exp \{-t_1 \phi \sigma(\nu)\} \quad 2.20.$$

met ϕ de fotonenflux in de laserbundel en $\sigma(\nu)$ de botsingsdoorsnede voor absorptie van een foton met frequentie ν , zoals die gegeven wordt door 2.14. Het maximum van de exponent van de e-macht, $M(\nu)$, is:

$$M_0 = t_1 \phi \sigma_0 \quad 2.21.$$

Neem als voorbeeld de detectie van de $1s_5$ metastabielen in een neonbundel met een laserbundel, die is afgestemd op de $1s_5 - 2p_2$ overgang. Voor deze overgang geldt:

$$\sigma_0 = 7.03 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$$

Met $v_{\text{neon}} = 1000 \text{ m s}^{-1}$, $d = 2 \text{ mm}$ en een laservermogen $p = 1 \text{ mW}$ is:

$$M_0 = 10.5$$

De vorm van $M(v)$ is de Lorentzvorm van de botsingsdoorsnede. In fig. 2.6 is $\eta \left(\frac{v - \nu_0}{\Delta\nu_{1/2}} \right)$ gegeven voor verschillende waarden van M_0 .

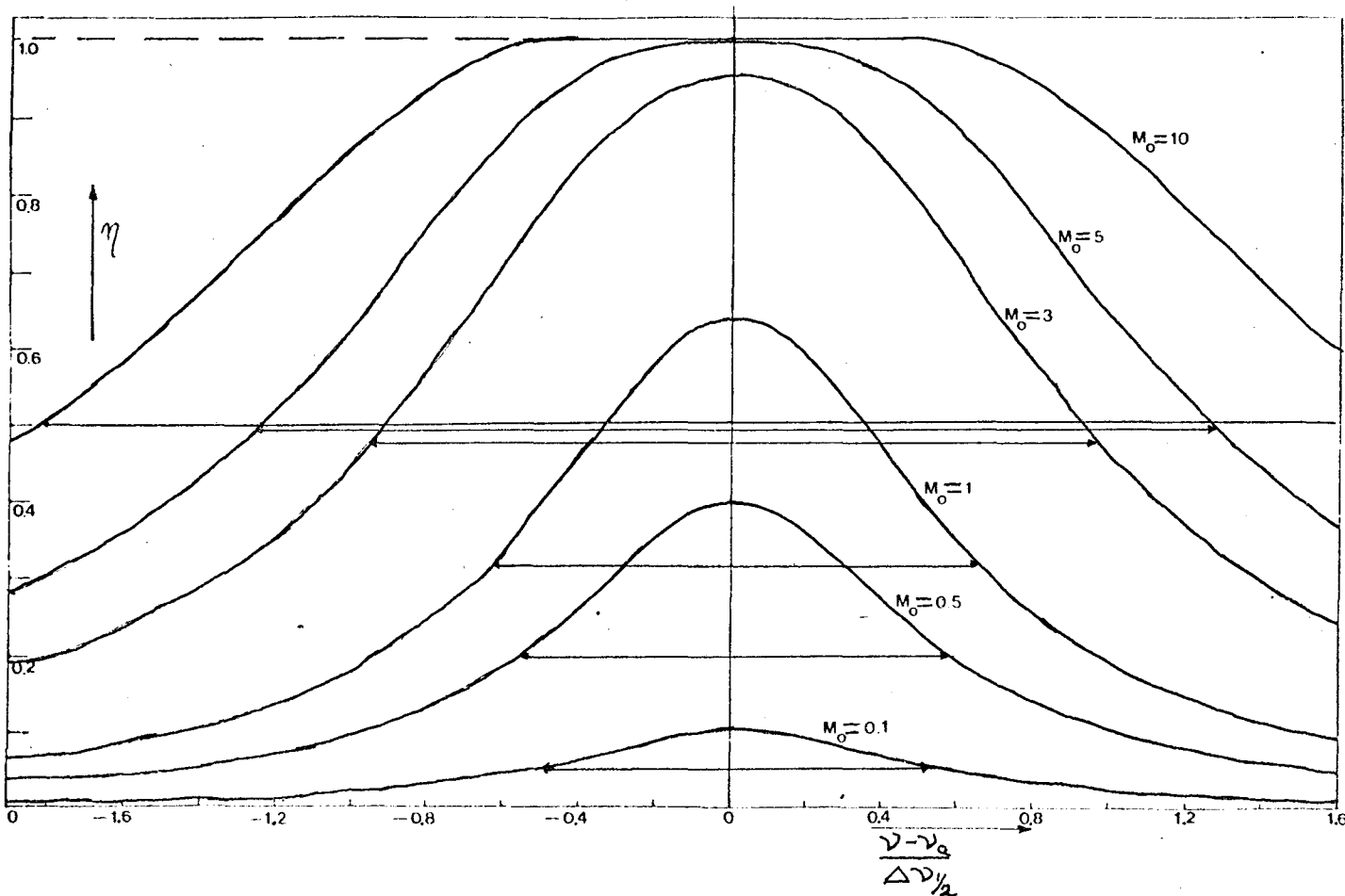


fig. 2.6 De detectie-efficiëntie η als functie van de relatieve frekwentie-afwijking $\frac{v - \nu_0}{\Delta\nu_{1/2}}$ voor verschillende waarden van M_0 .

Uit deze figuur blijkt, dat de detectieëfficiëntie minder dan 1% van de maximale waarde 1 afwijkt als $M > 5$. Er is sprake van verzadiging. Bij het verlaten van de laserbundel bevat de neonbundel geen $1s_5$ metastabielen meer. Dit proces wordt "optisch leegpompen" van een nivo genoemd. Uit voorgaande volgt, dat dit zeer efficiënt kan gebeuren. Als $M_0 = 10.5$ blijft een fractie $5 \cdot 10^{-5}$ $1s_5$ metastabielen over. Als M_0 kleiner wordt, omdat de botsingsdoorsnede σ_0 , de detectietijd t_1 of de fotonenflux ϕ kleiner is, treedt geen verzadiging op. Het optisch leegpompen van $|i\rangle$ kan gebruikt worden om een bundel te choppen bij onderzoek aan $|i\rangle$, of om een toestand $|j\rangle$ extra te bevolken.

II.4

De eisen die aan de laser gesteld worden.

Om de laser voor detectie en/of leegpompen van een nivo $|i\rangle$ te kunnen gebruiken, moet de laserbundel aan een aantal eisen voldoen. Een primaire eis bij detectie is, dat de detectieëfficiëntie constant blijft in de tijd binnen 1%. In het geval van detectie van $1s_5$ neon-metastabielen met $M_0 = 10.5$ (zie fig. 2.6), betekent deze eis dat de laserfrequentie binnen $0.5\Delta\nu_{\frac{1}{2}} = 5$ MHz. gestabiliseerd moet worden. Mits het laservermogen voldoende groot blijft worden er verder voorlopig geen eisen aan de stabiliteit van het vermogen gesteld. Voor detectie waarbij $M_0 < 5$ treedt geen verzadiging meer op en moet de frequentie binnen $0.05\Delta\nu_{\frac{1}{2}}$ (=0.5 MHz voor neon) gestabiliseerd worden. Bovendien moet ook het laservermogen op 1% gestabiliseerd worden, omdat η_0 nu in eerste orde lineair is met ϕ .

Een verdere eis is dat de laserbundel goed gepositioneerd moet zijn en blijven t.o.v. de molecuulbundel. Een hoekfout, zodat beide bundels elkaar niet loodrecht kruisen, resulteert in een verschuiving van de resonantiefrequentie ν_a t.g.v. het Dopplereffect volgens

$$\nu'_a = \nu_a + \frac{v \cdot k}{2\pi} \quad 2.22.$$

k : golfvector van de laserbundel

v : snelheid van het molecuul.

Populatie-inversie kan soms worden verkregen via een kunstgreep, berustend op toevallige omstandigheden. Het bovennivo $|k\rangle$ wordt dan via een "pomp"-mechanisme bevolkt. Een simpel proces dat overgangen $|i\rangle \rightarrow |k\rangle$ induceert werkt niet, daar met dezelfde waarschijnlijkheid overgangen $|k\rangle \rightarrow |i\rangle$ geïnduceerd worden. De meeste pompmechanismen berusten op een 4 nivo systeem. (fig. 2.7)

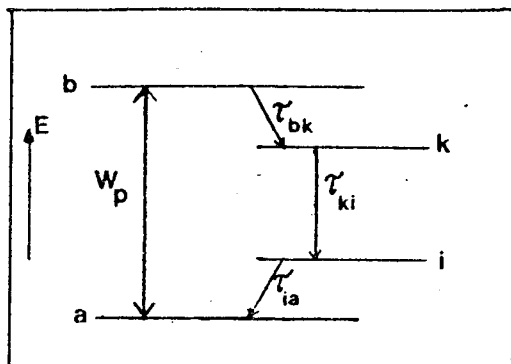


fig. 2.7 Viernivoschema voor laserweking.

Een pomproces induceert overgangen $|a\rangle - |b\rangle$ met een overgangswaarschijnlijkheid W_p . Als de nivo's $|b\rangle$ en $|i\rangle$ via spontane emissie of anderszins onomkeerbaar vervallen naar $|k\rangle$ resp. $|a\rangle$ met tijdconstanten τ_{bk} en τ_{ia} , die klein zijn t.o.v. W_p^{-1} zodat $n_b \ll n_k$ en $n_i \ll n_a$, gelden voor de bezettingsgraden n de volgende vergelijkingen.

2.25.

$$n_{tot} = n_a + n_k$$

2.26.

$$\frac{dn_k}{dt} = -\frac{1}{\tau_{ki}} n_k + W_p n_a$$

2.27.

$$n_{inv} = n_k - n_i \approx n_k$$

n_{tot} : de totale deeltjesdichtheid van de 4 nivo's (m⁻³)
 n_{inv} : de populatieinversie (m⁻³)

Uit deze vergelijking is af te leiden dat:

$$n_k - n_i = n_{inv} = \frac{W_p \tau_{ki}}{1 + W_p \tau_{ki}} n_{tot} > 0 \quad 2.28.$$

waaruit blijkt dat in een dergelijk systeem altijd populatieinversie zal optreden tussen de nivo's k en i. Deze inversie zal groter zijn naarmate de levensduur voor spontaan verval van k naar i groter is. Veel lasers berusten op dit principe o.a. de kleurstoflaser en de He-Ne gaslaser. Als een dergelijk medium in een laser wordt gebracht zal de overgang $|k\rangle \rightarrow |i\rangle$ versneld worden. n_k zal afnemen door gestimuleerde emissie totdat de evenwichtssituatie $W_{ki} = \tau_{ki}^{-1} = W_p$. De maximale productiesnelheid voor fotonen is gelijk aan de productiesnelheid van atomen in $|k\rangle$: $W_p \cdot n_a$. In de praktijk is hiervan 10 à 60% beschikbaar als externe laserbundel.

In de laser bevindt dit actieve medium zich in een optische trilhölte, die uit twee evenwijdige, vrijwel totaal reflecterende, vlakke spiegels bestaat met onderlinge afstand L (fig. 2.6).

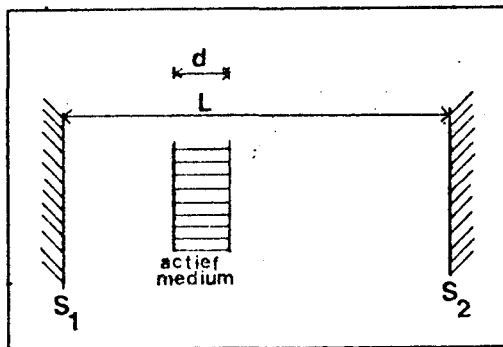


fig. 2.8 Trilhölte met een actief medium.

In deze trilhölte kunnen staande e.m.-stralingsvelden optreden met golflengtes λ_m die voldoen aan de staande golf relatie

$$\lambda_m = \frac{2L}{m} \quad (m) \quad 2.29.$$

L: lengte van de trilhölte (m).

m: geheel getal

Uit 2.29. kan voor de resonantiefrequentie van de trilholte ν_m worden afgeleid:

$$\nu_m = m \frac{c}{2nL} \quad (s^{-1}) \quad 2.30.$$

n: brekingsindex in de trilholte (1)

c: lichtsnelheid (ms^{-1}).

Verschillende waarden van m beschrijven verschillende longitudinale modes van de trilholte. De free spectral range van een trilholte is gedefiniëerd als de frequentieafstand tussen twee opeenvolgende longitudinale modes en wordt gegeven door:

$$F.S.R. = \frac{c}{2nL} \quad (s^{-1}) \quad 2.31.$$

De kleurstoflaser.

Het actieve medium van de kleurstoflaser is een sterk verdunde oplossing van een organische kleurstof. In ons geval Rhodamine 6G opgelost in een mengsel van glycol en ethyleen. Het energienivo schema van zo een kleurstof bestaat o.a. uit een grondtoestand, S_0 , en een eerste aangeslagen toestand S_1 . Boven beide nivo's bevindt zich een complex vibratiespectrum met daarop nog een rotatiespectrum, dat tengevolge van koppeling in de vloeistof een continuum wordt (fig. 2.9) (SCH77a). Laserwerking geschiedt volgens het viernivo schema van de vorige paragraaf. De toestanden $|b\rangle$ en $|k\rangle$ zijn S_1 nivo's. De toestanden $|a\rangle$ en $|i\rangle$ zijn S_0 nivo's. De onomkeerbare overgangen $|b\rangle \rightarrow |k\rangle$ en $|i\rangle \rightarrow |a\rangle$ zijn in dit geval vibratie-rotatie-deëxcitatie door energieuitwisseling in de vloeistof. De tijdconstante hiervoor is ca 10^{-11} s. Laser oscillatie eist een grote waarde van W_p , welke slechts bereikt kan worden met een flitslamp of een gefocusseerde laserbundel (5W Ar^+ laser).

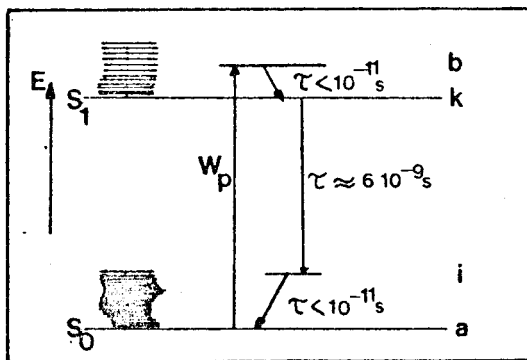


fig. 2.9 Vereenvoudigd energienivo-schema van Rh-6G.
 Laserwerking vindt plaats volgens het 4-nivo schema.

De actieve kleurstof bevindt zich in de trilholte in de vorm van een vloeistoffilm, die uit een nozzle spuit, en wordt continu rondgepompt. De vloeistoffilm staat onder de Brewsterhoek in de trilholte om verliezen tengevolge van reflectie aan de overgangen vloeistof-lucht te voorkomen. In fig. 2.10 is een schets van de kleurstoflaser gegeven.

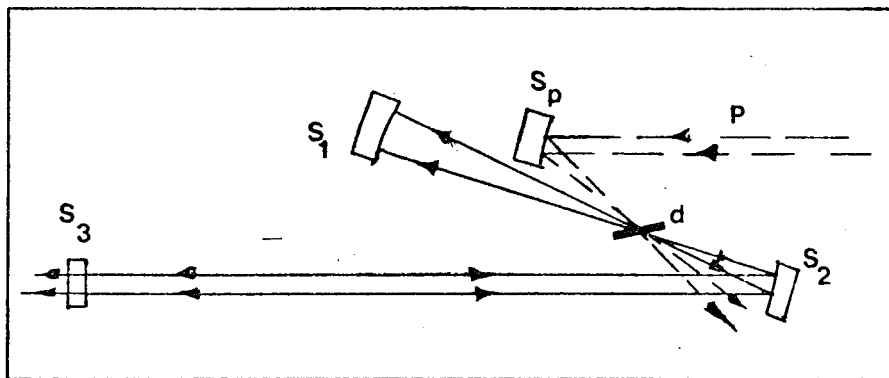


fig. 2.10 Schets van de kleurstoflaser.

S_1, S_2, S_3 : Spiegels die de optische trilholte vormen
 d: kleurstoffilm

S : Spiegel die de pomplaserbundel focuseerd, op de
 P kleurstoffilm.

P: Pomplaserbundel.

Aangezien een breed gebied van $|i\rangle$ nivo's (rotatie-vibratienivo's van S_0) beschikbaar is, is laserwerking mogelijk in een groot aantal longitudinale modes van de trilholte. Door voor alle modes op één na extra verliezen in de trilholte in te bouwen is alleen laseroscillatie in die ene mode mogelijk. De intensiteit

van die mode is groter dan bij multi-mode gebruik, omdat meer pompenergie ten goede komt aan die ene mode. Deze mode-selectie geschiedt door een drietal optische bandfilters met afnemende bandbreedte en instelbare resonantiefrequenties in de ruimte tussen S_1 en S_2 te plaatsen. Een extra voordeel is nog dat de intensiteit van die ene mode stabiel wordt.

II.6

Nadere uitwerking van de eisen aan de kleurstoflaser.

De frequentie stabilisatie.

De stabilisatie van de frequentie van de kleurstoflaser geschiedt in twee stappen. Allereerst een relatieve frequentiestabilisatie, welke de laserfrequentie binnen 0.5 MHz gelijk moet houden aan de afstemfrequentie van een externe optische trilholt, een Fabry-Perot-interferometer. Afstemming van de F.P. - interferometer geschiedt evenals by de kleurstoflaser zelf met behulp van een referentiespanning via een piëzoelement. Door temperatuurdrift zal de spiegelafstand en dus de afstemfrequentie van de F.P. interferometer bij constante referentiespanning toch verlopen en tegelijk de laserfrequentie. Daarom is het nodig om de referentiespanning van de F.P. interferometer regelmatig bij te sturen. Dit gebeurt met de referentieopstelling. Hiermee vindt de absolute frequentiestabilisatie plaats door de laserfrequentie te koppelen aan een atomaire overgang. Sturing van de referentieopstelling en berekening van de nieuwe referentiespanning zal geheel automatisch moeten geschieden met de PDP 11. In fig. 2.11 is het gehele beïnvloedingsschema van de stabilisatie gegeven.

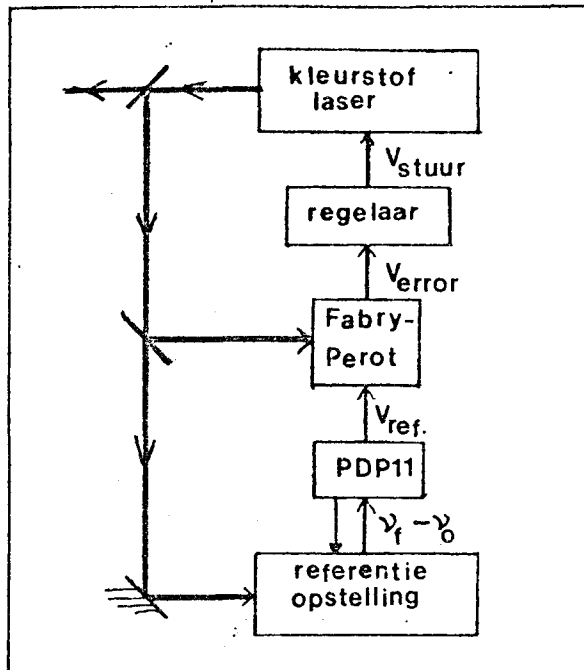


fig. 2.11 Blokschema van de frekwentiestabilisatie van de kleurstof-laser. De laserfrequentie is ν_f , de resonantiefrequentie van de atomaire overgang is ν_0 .

Afhankelijk van de temperatuurdriфт van de F.P.-interferometer en van de eisen, die aan de laserfrequentie gesteld worden, zal de herhalingsfrequentie van de ijkmetingen liggen tussen de 0.1 en 0.01 Hz. De relatieve frekwentiestabilisatie is gebouwd door T. Müller in het kader van zijn HTS-afstudeerwerk (MÜL79). De laserfrequentie is gestabiliseerd binnen 0.5 MHz voor storingen langzamer dan 100 Hz. De afsnijfrequentie van 100 Hz wordt veroorzaakt door de traagheid van het stuurorgaan, bestaande uit het piëzoelement en de eindspiegel van de laser. Akoestische storingen sneller dan 100 Hz worden gedempt door de kleurstoflaser in een doos te plaatsen met dikke en zware wanden. Door eventueel gebruik te maken van een kerr-cel in de trilholte als stuurorgaan is het mogelijk de afsnijfrequentie van de stabilisatie belangrijk te verhogen. In gestabiliseerde toestand is de F.P. en daarmee de laser te verstemmen over 3000 MHz.

Als referentie-opstelling is een molecuulbundelopstelling gekozen. De laserbundel kruist de molecuulbundel loodrecht, waardoor Doppler verschuiving en - verbreding wordt vermeden. Door de lage dichtheden in een molecuulbundel treedt geen botsingsverbreding of -verschuiving op van de natuurlijke lijnvorm. Ontwerp en eerste experimentele resultaten van en met de referentieopstelling worden beschreven in de hoofdstukken V t/m VIII. Door gebruik te maken van de referentieopstelling wordt bereikt , dat de stabilisatie van de laserfrequentie op de gewenste atomaire overgang ontkoppeld wordt van het molecuulbundelexperiment.

De frequentiemeting.

De meting van de laserfrequentie geschiedt met een golflengtemeter, die in de groep molecuulbundels zelf ontwikkeld is (COT 79). Met de golflengte-meter is het mogelijk om de laserfrequentie met een nauwkeurigheid van 50 MHz. met de hand af te stemmen. Deze meting samen met de reproduceerbare elektrische verstemming van de gestabiliseerde laser over 3000 MHz. maakt het afstemmen op de gewenste overgang eenvoudig.

De golflengtemeter is een Michelson-interferometer, waarvan één spiegel op een luchtrail heen en weer wordt bewogen. De interferometer vergelijkt de golflengte van de kleurstoflaser met die van een referentielaser (fig. 2.12). Sturing van de golflengtemeter en berekening van de frequentie van de kleurstoflaser geschiedt geheel automatisch met de PDP 11.

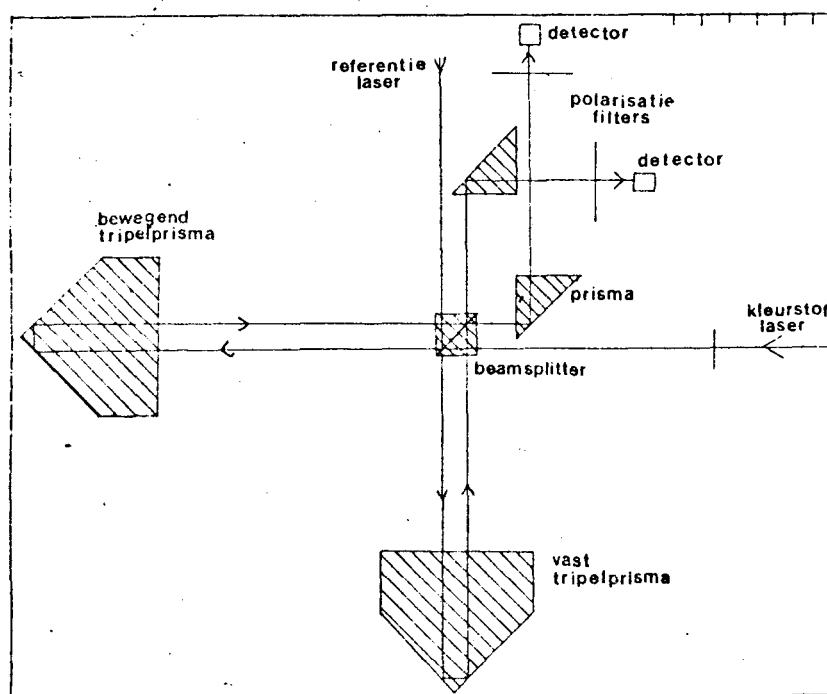


fig. 2.12 Principeschets van de golflengtemeter. De laserbundels zijn onderling loodrecht gepolariseerd.

Met de polarisatiefilters wordt bereikt dat iedere detector het interferentiesignaal van één laserbundel detecteert.

Om de nauwkeurigheid van 50 MHz per meetslag van de golfletemeter te kunnen halen is een referentielaser nodig, die binnen 5 MHz stabiel is. Als referentielaser is gekozen voor een Lamb-dip gestabiliseerde HeNe laser welke ruim aan deze stabiliteitseis moet kunnen voldoen. Deze laser is tijdens mijn derde stage o.l.v. Ir. P. Schellekens in de groep lengtemeting van de afdeling W gebouwd. Tijdens de stage is onderzoek gedaan naar een optimale vulling voor de plasmabuis en is enige ervaring in het werken met lasers opgedaan. Bij de bepaling van de vulling is rekening gehouden met stabiliteit en levensduur van de plasmabuis. Tijdens het afstudeerwerk is de frequentiestabiliteit van deze laser onderzocht. De resultaten van dit onderzoek worden in hoofdstuk 4 besproken. In dit hoofdstuk wordt eerst in het kort een verklaring voor het ontstaan van de Lamb-dip gegeven.

Het transport van de laserbundel.

De gehele kleurstoflaseropstelling is op een granieten blad op luchtbanden geplaatst om gebouwtrillingen te dempen, welke de stabiliteit van de laser verstoren. Hierdoor wordt een stabiele positionering van de laserbundel ten opzichte van de molecuulbundel bemoeilijkt, temeer daar de laseropstelling in een aparte ruimte is opgesteld en transport over grote afstanden (5 - 15 m) plaats moet vinden. Mede met het oog op de veiligheid is daarom gekozen voor het transport van de laserbundel door optische fibers, welke gebruikt worden voor telecommunicatiedoeleinden. Aan het transport van laserbundels m.b.v. fibers zijn enige verkennende metingen gedaan welke beschreven worden in hoofdstuk 3.

Stabilisatie van de intensiteit van de kleurstoflaserbundel.

Voornamelijk ten gevolge van storingen in de kleurstoffilm treden er snelle fluctuaties in de intensiteit van de laserbundel op. Het is de bedoeling, dat deze fluctuaties gecompenseerd worden door een electro-optisch kristal in de uittredende laserbundels te plaatsen. Een dergelijk kristal draait de polarisatierichting van de laserbundel afhankelijk van de elektrische spanning over het kristal. Op deze manier is met behulp van een extra polarisatiefilter de absorptie in dit filter van de lineair gepolariseerde laserbundel te variëren en zo fluctuaties in de intensiteit te compenseren. Op het ogenblik worden door J. Vlugter en L. Dunn in het kader van een T.H. stage resp. H.T.S. afstudeerwerk aan deze stabilisatie gewerkt.

Hoofdstuk III TRANSPORT VAN DE LASERBUNDEL DOOR
OPTISCHE FIBERS.

III.1 Inleiding.

Door de laserbundel via optische fibers naar het experiment te transporteren worden een aantal problemen vermeden (II.6.3.). Er worden echter ook een aantal extra problemen gecreëerd. Er moet allereerst een maximaal vermogen van de laserbundel, de primaire bundel, in het fiber worden ingekoppeld. Vervolgens moet de uittredende bundel, de secundaire bundel, weer smal en evenwijdig gemaakt worden.

Om enige berekeningen aan de inkoppeling te kunnen doen, moeten de afmetingen van de primaire bundel bekend zijn. Daartoe wordt in III.3 de laserbundel van de kleurstoflaser berekend, nadat in II.2 de beschrijving van een lichtbundel in de faseruimte geïntroduceerd is. In III.5 komt de inkoppeling aan de orde en worden enige meetresultaten gegeven. In III.6 wordt de secundaire bundel besproken aan de hand van meetresultaten.

III.2 De beschrijving van een lichtbundel.

In de geometrische optica worden lichtbundels beschreven in de faseruimte (VER78). In de paraxiale benadering zijn de eenheidsvectoren van deze ruimte \underline{e}_x , \underline{e}_y , $\underline{e}_{x'}$, $\underline{e}_{y'}$. De positie van een lichtstraal in een vlak loodrecht op de bundelas, de z-as, wordt gegeven door x en y. De tangens van de hoeken die een lichtstraal met het x-z en het y-z vlak maakt worden gegeven door y' resp. x'. Een 4-dimensionale ruimte is onhandig. Gewoonlijk wordt daarom alleen de projectie op het x-x' vlak getekend. Dit gaat goed zolang x(z) en x'(z) niet gekoppeld zijn met y(z) en y'(z) zoals bij lenzen en spleten. De werking van ronde diafragma's wordt op deze manier niet duidelijk weergegeven.

Een lichtstraal op een bepaalde z -positie wordt beschreven door een punt in de faseruimte. De gehele bundel is een verzameling punten in de faseruimte. In fig 3.1 is een bundel in de faseruimte weergegeven voor $z=z_1$. De straal van de bundel is $w(z_1)$, de halve openingshoek $\theta(z_1)$.

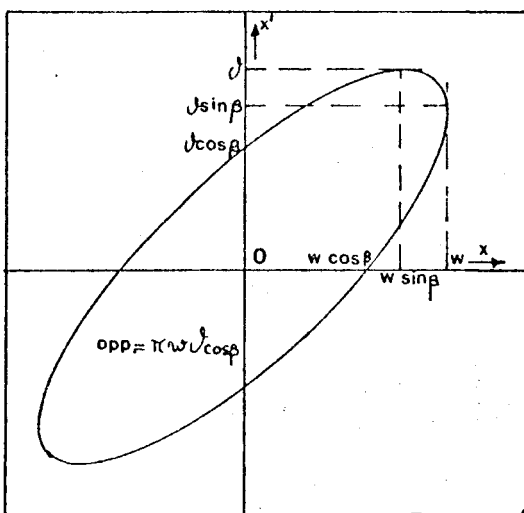


fig. 3.1 Bundel weergegeven in de faseruimte.

Een transformatie van een lichtstraal wordt beschreven door een matrix $\underline{\underline{M}}$ met $\det \underline{\underline{M}}=1$, welke werkt op de vector (x, x') , die de lichtstraal beschrijft. De matrix voor een verplaatsing over een afstand $l=z_2-z_1$ wordt gegeven door (SIE71):

$$\underline{\underline{M}}_l = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad 3.1.$$

en voor een lens met brandpuntsafstand f door:

$$\underline{\underline{M}}_f = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \quad 3.2.$$

Een spiegel met kromtestraal R wordt beschreven door een lens met brandpuntsafstand $f=\frac{1}{2}R$. De matrix van een optisch stelsel $\underline{\underline{M}}_0$ is het produkt van de matrices van de componenten van het stelsel. Als vorm voor de bundel in de faseruimte wordt een ellips genomen. Dit is een goede benadering van een werkelijke bundel. Het voordeel is, dat een ellips door een lineaire transformatie overgaat in een ellips.

Opm.: De ellips wordt gegeven door:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \text{Re} \left\{ C e^{i\varphi} \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \end{pmatrix} \right\}, \quad \forall \varphi$$

waarbij

$$\begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a^{1/2} \\ a^{-1/2} (\tan \beta + i) \end{pmatrix}$$

Een direct gevolg van $\det \underline{M} = 1$ is, dat de oppervlakte van de bundel in de faseruimte constant blijft* (VER78), alleen de vorm verandert. Een verplaatsing over een afstand l veroorzaakt een afschuiving van de ellips evenwijdig aan de x -as. De ellips draait om de snijpunten met de x -as, terwijl de halve openingshoek θ constant blijft. Uit fig. 3.3 blijkt, dat een gevolg hiervan is dat een convergerende bundel geen brandpunt heeft, maar een "waist", waar de straal van de bundel minimaal is, nl. w_0 . Een lens of een spiegel geven een afschuiving evenwijdig aan de x' as. De ellips draait om de snijpunten met de x' -as, terwijl w constant blijft (fig. 3.2). Op deze manier is het mogelijk een bundel met een nauwere waist te maken, waarvan echter de halve openingshoek θ evenredig groter is.

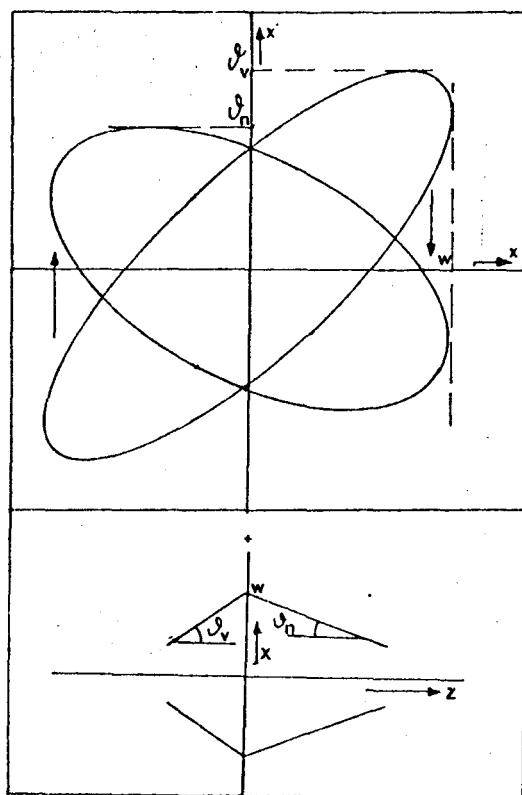


fig. 3.2 Bundel in faseruimte voor en na een lens

* Opm. : Dit betekent, dat de helderheid van de bundel constant blijft.
De helderheid is de energiestroom per oppervlakte en per ruimtehoek.

Daar niet van belang is, welke banen de afzonderlijke lichtstralen doorlopen, maar wel hoe de gehele bundel transformeert, worden enkele parameters ingevoerd, die de ellips beschrijven. nl. een schaalfactor C , zodat de oppervlakte van de ellips gegeven wordt door πC^2 , een gereduceerde oppervlakte van de bundeldoorsnede a :

$$a = \omega^2 / C^2 \quad (m) \quad 3.3.$$

en de stand van de ellips β , dit is de hoek waarover de ellips gedraaid is vanaf de waïst (fig.3.3) $(-\pi/2 < \beta < \pi/2)$.

De afmeting van de bundel wordt bepaald door a , de ligging van de waïst door β , terwijl C in beide gevallen als schaalfactor dient. De vormparameters a en β worden samengevoegd tot één parameter (VER78):

$$p = \frac{u_2}{u_1} = \frac{\tan \beta}{a} + \frac{i}{a} \quad (m^{-1}) \quad 3.6.$$

Een matrix \underline{M} transformeert p volgens:

$$p_{na} = \frac{m_{21} + m_{22} p_{voor}}{m_{11} + m_{12} p_{voor}} \quad 3.7.$$

terwijl C constant blijft, evenals de oppervlakte van de ellips. Deze formule is eenvoudig voor dunne lenzen of spiegels ($m_{12}=0$). Verplaatsingen ($m_{12} \neq 0$) worden eenvoudiger met:

$$p_{na}^{-1} = \frac{m_{11} p_{voor}^{-1} + m_{12}}{m_{21} p_{voor}^{-1} + m_{22}} \quad 3.8.$$

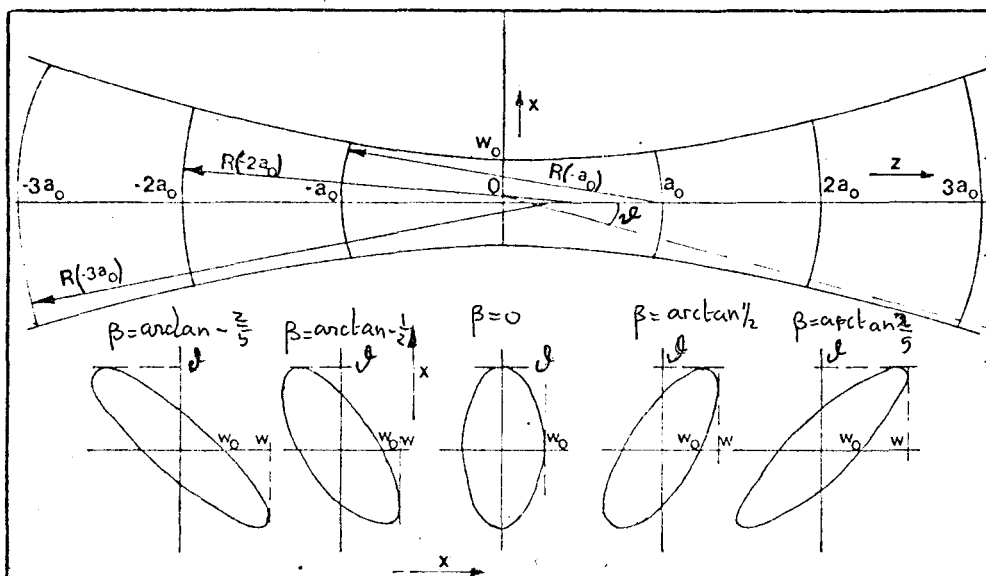


fig. 3.3. Bundel met waïst met faseplaatjes.

Als p in z_1 bekend is, is de gehele bundel bekend. De straal van de bundel ter plaatse z_1 is:

$$w(z_1) = a^{1/2} \cdot C = C \cdot \left[\int_m p(z_1) \right]^{-1/2} (m) \quad 3.9.$$

en de ligging van de waist, z_0 is:

$$L = z_0 - z_1 = -\frac{1}{2} a \sin 2\beta \quad (m) \quad 3.10.$$

In de waist is de ellips rechtstandig:

$$\begin{aligned} \beta &= 0, \\ \pi C^2 &= \pi w_0^2 \mathcal{J}, \\ a_0 &= w_0 / \mathcal{J}, \end{aligned} \quad 3.11.$$

a_0 wordt de lengte van de waist genoemd.

Tot nu toe is een scherpe begrenzing van de bundel in de faseruimte aangenomen. De intensiteit is $I=I_0$ binnen de ellips en $I=0$ buiten de ellips. Een gaussische bundel wordt beschreven door een schare ellipsen met dezelfde vorm a en β . De intensiteit wordt beschreven door:

$$I(x, x') \propto \exp - \frac{C^2(x, x')}{\frac{1}{2} C_w^2} \quad 3.12.$$

waarin $\pi C^2(x, x')$ de oppervlakte van de ellips door (x, x') is. In de literatuur wordt de zo gedefiniëerde C_w als maat van een (laser)bundel genomen: de x -afmeting is $w = a^{1/2} C_w$ (SIE71). Dit alles is geldig in de geometrische optica. De eigenschappen van een single-mode gaussische bundel in de golfoptica blijken eveneens op deze wijze te kunnen worden beschreven (VER78). Een dergelijke bundel wordt dan beschreven als een klassieke gaussische bundel, waarvan de ellips een oppervlakte heeft:

$$\boxed{\pi C_w^2 = \lambda} \quad 3.13.$$

met λ de golflengte van het licht in de bundel. De parameter β krijgt nu een extra betekenis. De kromtestraal R van een golffront wordt gegeven door (fig.3.3)

$$R = a / \operatorname{tg} \beta \quad 3.14.$$

III.3

De kleurstoflaserbundel.

De bundel van de kleurstoflaser is een single-mode gaussische bundel van de nulde orde, een TEM_{00} -bundel. De oppervlakte van deze bundel in de faseruimte wordt dan gegeven door 3.13.

De optische trilholte kan beschouwd worden als een periodiek optisch stelsel. Een periode komt overeen met een rondgang in de trilholte. De matrix van een periode is:

$$\underline{M}_0 = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad 3.15.$$

Een bundel, die aan het begin van een periode gegeven wordt door p_1 wordt volgens 3.7 na een periode gegeven door p_2 :

$$p_2 = \frac{C + D p_1}{A + B p_1} \quad 3.16.$$

Voor een stabiele bundel in de trilholte geldt $p_1 = p_2$ (VER78, SIE71) zodat:

$$p_1 = p_2 = \frac{D - A \pm \sqrt{(A+D)^2 - 4}}{2B} \quad 3.17.$$

Daar een bundel een reële en eindige straal w moet hebben, volgt uit 3.6. en 3.17. dat

$$(A+D)^2 - 4 < 0 \quad 3.18.$$

om een stabiele bundel mogelijk te maken. Elke trilholte moet aan deze stabiliteitseis voldoen.

In fig. 3.4 is een schets van de trilholte van de kleurstoflaser gegeven.

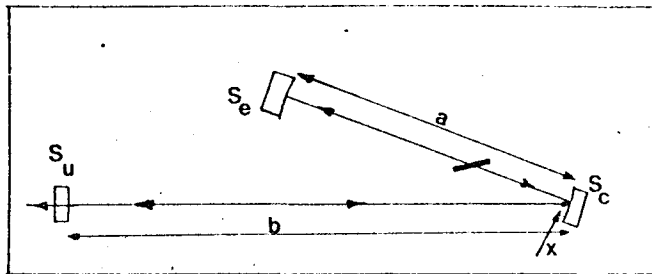


fig. 3.4 Schets van de trilholte van de kleurstoflaser.

De trilholte is opgevouwen met behulp van collimatorspiegel S_c . De eindspiegel S_e en de collimatorspiegel S_c hebben dezelfde kromtestraal (0.05 m) (SPE79). De uitkoppelspiegel S_u is vlak. Voor een periode, die begint in x , vlak voor S_c (fig.3.4), is de matrix

$$\underline{M}_0 = \underline{M}_b \cdot \underline{M}_u \cdot \underline{M}_b \cdot \underline{M}_c \cdot \underline{M}_a \cdot \underline{M}_e \cdot \underline{M}_a \cdot \underline{M}_c \quad 3.19.$$

Uitwerken geeft voor de componenten van \underline{M}_0 :

$$\begin{aligned} D &= 4\left(\frac{a}{R}\right)^2 - 6\left(\frac{a}{R}\right) + 1 \\ C &= -\frac{2}{R}(2\frac{a}{R} - 3)(2\frac{a}{R} - 1) \\ B &= 2bD + a(2 - 2\frac{a}{R}) \\ A &= D + 2bC \end{aligned}$$

In fig. 3.5 is in het $a/R - b/R$ vlak aangegeven waar een dergelijke trilholte stabiel is volgens 3.17. In dit vlak is tevens de ligging van onze kleurstoflaser aangegeven ($b = \text{ca } 300 \text{ mm}$, $a = \text{ca } 75,5 \text{ mm}$) Met 3.17. wordt p_x berekend waarmee de gehele bundel bepaald is. In fig. 3.6 zyn w_0, θ en a_0 van de uitgaande laserbundel gegeven als functie van de spiegelafstand a voor $b = 300 \text{ mm}$. De invloed van b is klein vergeleken met die van a . De hier berekende waarden voor w_0 en θ stemmen overeen met de door de fabrikant opgegeven waarden ($w_0 = 250 \mu\text{m}$, $\theta = 0.75 \text{ mrad}$) (SPE79). In dezelfde figuur is de straal van de waist, w_1 , die tussen de spiegels S_c en S_e ligt, uitgezet.

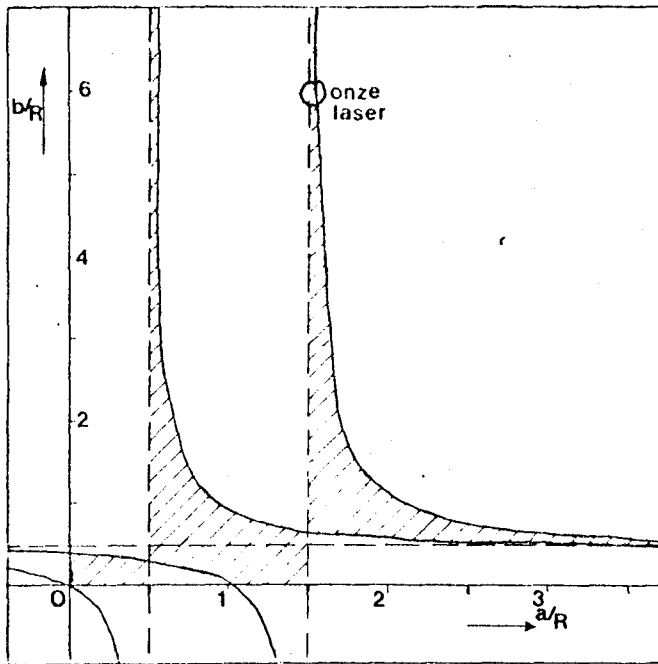


fig. 3.5 Stabiliteitsgebied van de kleurstoflasertriholte.

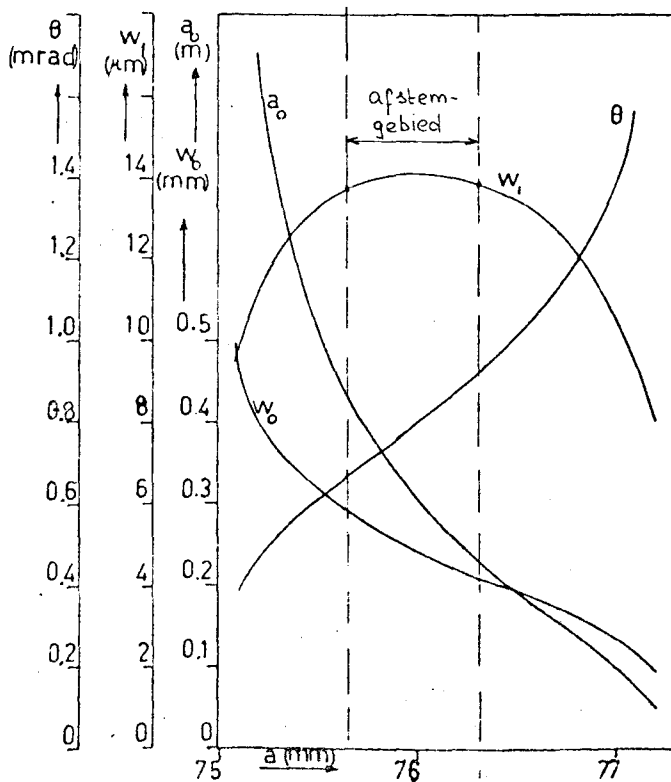


fig. 3.6 De waist w_0 , de waistlengte a_0 en de divergentie θ van de externe bundel van de kleurstoflaser bij vaste waarde $b = 300$ mm als functie van de afstand a . De tweede waist w_1 van de bundel in de korte arm a van de triholte is eveneens aangegeven.

Deze waist ligt op de kleurstoffilm. Het vermogen van de kleurstoflaserbundel is ruwweg evenredig met w_1^2 , omdat de pomplaser aldaar een grotere waist heeft ($w_{o,pomp} = 17 \mu\text{m}$). Omdat het vermogen van de kleurstoflaserbundel geoptimaliseerd wordt door a te variëren, zal na optimalisatie a tussen de aangegeven grenzen liggen (fig. 3.6), zodat:

$$\begin{aligned} 210 \mu\text{m} < w_o < 280 \mu\text{m} \\ 0.68 \text{ mrad} < \theta < 0.91 \text{ mrad} \\ 0.23 \text{ m} < a_o < 0.41 \text{ m} \end{aligned}$$

III.4

Optische fibers.

Een optisch fiber is een flexibele geleider voor licht, die bestaat uit een kern met brekingsindex n_1 en een mantel met brekingsindex n_2 (fig. 3.7).

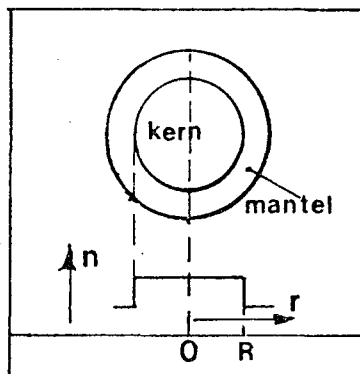


fig. 3.7 Step-index fiber.

De brekingsindex van de kern is groter dan die van de mantel. Tengevolge van totale reflexie aan het grensvlak kern-mantel wordt een lichtstraal opgesloten in de kern en plant zich voort langs de as van het fiber. Hiervoor moet de hoek van inval i op het grensvlak groter zijn dan de grenshoek i_g die gegeven wordt door: (fig.3.8)

$$\sin i_g = n_2/n_1 \quad 3.21.$$

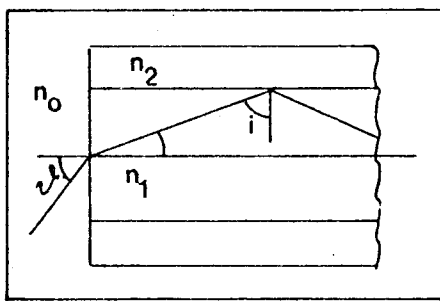


fig. 3.8 Langsdoorsnede van step-index fiber. n_0 brekingsindex omgeving. n_1 brekingsindex kern. n_2 brekingsindex mantel.

De maximale hoek θ_g waaronder een lichtstraal op het grensvlak kern-omgeving mag invallen om ingekoppeld te worden, wordt dan gegeven door (fig.3.8):

$$n_0 \sin \theta_g = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad 3.22.$$

met n_0 de brekingsindex van de omgeving. De numerieke apertuur NA van het fiber is:

$$NA = n_0 \sin \theta_g$$

Naast deze zogenaamde step-index fibers wordt in de telecommunicatie veel gebruik gemaakt van zogenaamde graded-index fibers.

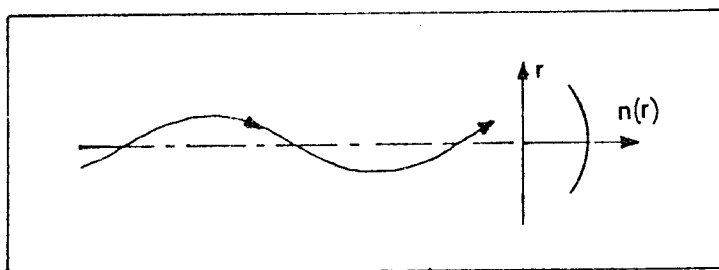


fig. 3.9 Graded-index fiber.

De brekingsindex van de kern van een graded-index fiber verloopt parabolisch (fig 3.9). Een lichtstraal maakt dan een sinusvormige beweging. Het voordeel van een dergelijk fiber is dat de optische weglengte voor iedere straal gelijk is, in tegenstelling tot in een step-index fiber. Daarom is in de telecommunicatie de bandbreedte van een graded-index fiber veel groter dan van een step-index fiber. Voor een commerciële step-index fiber, kerndiameter 60 μm , wordt een dispersie van 15 ns/km opgegeven (QUA79) terwijl voor een vergelijkbaar graded-index fiber een dispersie van 3 ns/km wordt opgegeven. In het kader van transport van een continue laserbundel is dit echter (nog) niet van belang.

Tegenwoordig worden fibers geproduceerd met zéér geringe absorptie en verstrooiingsverliezen (fig. 3.10). Er is enig verkennend onderzoek gedaan aan een drietal fibers. In tabel 3.1 zijn de gegevens van deze fibers vermeld:

Eigenschap	Valtec PC10	QSF200A	GI45
profiel	graded	step	graded
N.A.	0.38	0.17	0.25
kerndiameter	250 μm	200 μm	45 μm
lengte	25 m	5 m	5 m

Tabel 3.1 Gegevens van de gebruikte fibers.

QSF - A Spectral losses (typical)

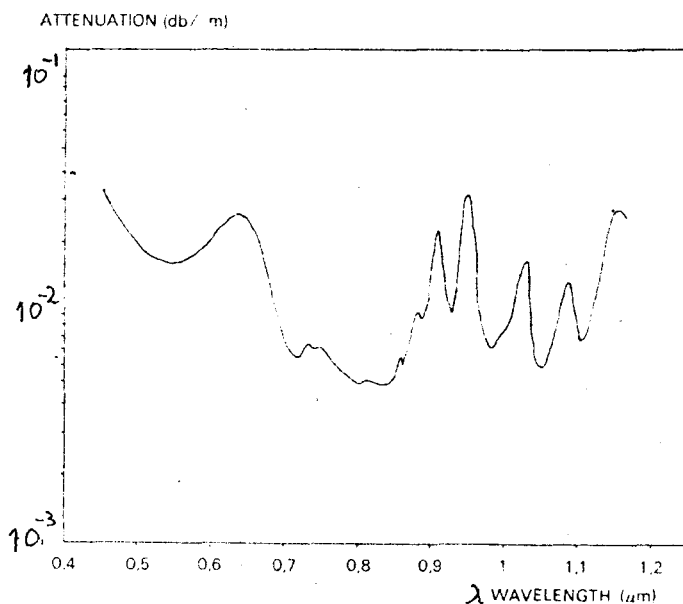


fig. 3.10 De verzwakking van de lichtbundel in een stepindex fiber (QSF200A).

III.5

Het inkoppelen van de laserbundel in het fiber.

Het is de bedoeling, dat een maximale hoeveelheid van het vermogen van de laserbundel in het fiber wordt gekoppeld. De acceptantie van het fiber in de faseruimte is een rechthoek met een afmeting in de x-richting d_k , de kerndiameter, en een afmeting in de x'-richting $2NA$. Voor de gebruikte fibers voldoet de oppervlakte van de acceptantie A_a aan:

$$A_a > 2NA \cdot d_k = 22 \mu\text{m} \quad 3.23.$$

Dit geldt echter alleen voor de (x,x') ruimte als $y=y'=0$. In de volledige 4-dimensionale faseruimte is de acceptantie kleiner dan het product van de (x,x') en (y,y') acceptantie, omdat voor $y \neq 0$ de (x,x') acceptantie kleiner is, net als bij een rond diafragma. De eis van totale reflectie heeft tot gevolg, dat voor $y' \neq 0$ de (x,x') acceptantie eveneens kleiner wordt. De laserbundel kan gefocusseerd worden binnen een rechthoek met oppervlakte A_1 (3.11, 3.13, fig.3.3):

$$A_1 = 4w_o \theta = \frac{4}{\pi} \lambda = 0.76 \mu\text{m} \quad 3.24.$$

Een maximale inkoppeling wordt verkregen door ervoor te zorgen dat ter plaatse van het inkoppelingsvlak de oppervlakte van de laserbundel ruim binnen de acceptantie van het fiber ligt. De brandpuntsafstand van de te gebruiken lens wordt bepaald door de acceptantie van het fiber en de afstand van de lens tot de uitkoppelspiegel van de laser. Een bovengrens wordt bepaald door de eis dat de waists smaller moet zijn dan de kerndiameter, de benedengrens door de eis dat de halve tophoek θ binnen de NA van het fiber moet blijven (zie tabel 3.2).

fiber	Valtec PC10	QSF200A	GI45
f_{max} (mm)	360	300	80
f_{min} (mm)	0.30	0,20	0.15

Afstand lens - uitkoppelspiegel: 1 m.

Tabel 3.2 De grenswaarden voor de brandpuntsafstanden van de inkoppellens

Het is aan te bevelen om $2f_{\min} < f < \frac{1}{2}f_{\max}$ te kiezen, zodat w_0 en θ kleiner zijn dan $\frac{1}{2}d_k$ en NA, waardoor de inkoppeling minder gevoelig is voor trillingen van het inkoppelvlak.

In tabel 3.3 zijn gemeten transmissies voor de verschillende lenzen gegeven.

f (mm)	Valtec PC10	QSF200A	GI45
150	74 \pm 2%	62 \pm 2%	28 \pm 2%
60	73 \pm 2%	61 \pm 2%	53 \pm 2%
30	72 \pm 2%	56 \pm 2%	53 \pm 2%

Tabel 3.3 De transmissie van de fibers voor verschillende inkoppellenzen.

Uit de tabel blijkt dat voor het GI45 fiber f_{\max} tussen de 60 en 150 mm ligt. Dit stemt overeen met de berekende waarde. Tevens blijkt dat de transmissie voor een groot gebied van f-waarden vrijwel constant is. De demping in het fiber van 25 m voor een verzwakking van 10dB/km (fig 3.10) bedraagt 6% en voor 5 m 1,2%. De belangrijkste verliezen voor transport over deze afstanden zijn reflecties aan in- en uitkoppelvlak.

III.6

De secundaire bundel.

Het intensiteitspatroon.

De bundel uit het fiber is door vertrooiing, bochten en onregelmatigheden in het fiber, uitgesmeerd over de acceptantie van het fiber in de faseruimte. De oppervlakte in de faseruimte van de acceptantie $A_a = 2d_k \cdot NA$ is voor resp. Valtec, QSF200A en GI45 gegeven door: $18.8 \cdot 10^{-5}$, $6.8 \cdot 10^{-5}$ en $22.4 \cdot 10^{-6}$ (m).

Door het experiment, dat een bovengrens aan divergentie en diameter van de fotonenbundel stelt, wordt een bovengrens voor de oppervlakte van de bundel in de faseruimte bepaald volgens $A_{\text{exp}} = \pi C^2 = \pi w_0^2 \theta^2$ met $w_0 = 1$ mm en $\theta = 1$ mrad : $A_{\text{exp}} = 3.14 \cdot 10^{-6}$ (m). Als $A_{\text{exp}} < A_a$ kan slechts een fractie A_{exp}/A_a van het totale vermogen, dat uit het fiber komt gebruikt worden voor het experiment. Het onbruikbare gedeelte van de bundel wordt met behulp van diafragma's verwijderd. Dit verlies aan vermogen kan gemakkelijk ondervangen worden door fibers met een kleinere acceptantie te gebruiken. ($d_k < 40 \mu\text{m}$, NA = 0.10). Hiermee zijn elders (BER79) goede ervaringen opgedaan.

De intensiteitsverdeling van de secundaire bundel is vrij onregelmatig (fig. 3.11). Als de secundaire bundel op een scherm op enige afstand van het uittreevlak wordt afgebeeld is een patroon van lichte en donkere vlekken zichtbaar. Dit patroon staat bekend als een spikkelpatroon en wordt waargenomen als een coherente lichtbundel aan een ruw oppervlak reflecteert (HI065). De grootte van de spikkels neemt toe bij afnemende kerndiameter. Het gehele patroon is erg gevoelig voor aanraking van het fiber. Het gevolg voor molecuulbundelonderzoek van deze spikkels moet nog worden nagegaan. Wel is hier en elders waargenomen dat de afmetingen van de spikkels bij een step-index fiber kleiner zijn dan bij een graded-index fiber (BER79).

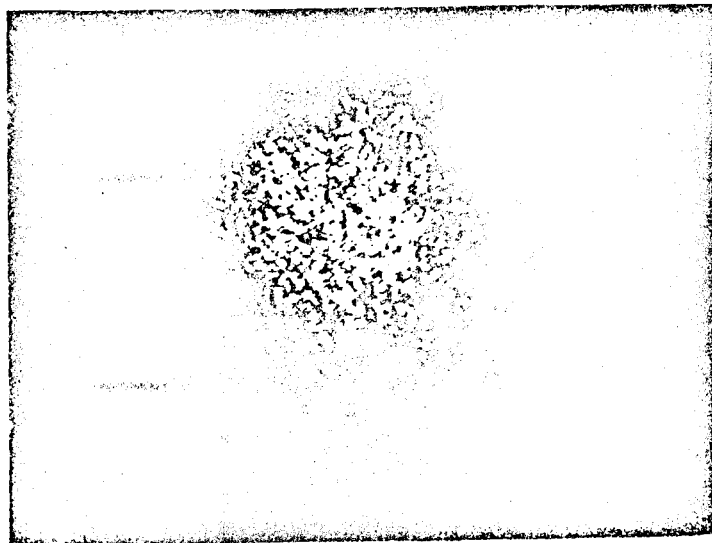


fig. 3.11 *Secundaire bundel uit fiber.*

De openingshoek.

Met een pindiode, \emptyset 0.5 mm, is de intensiteit als functie van de uittreehoek van de secundaire bundel gemeten. Uit fig. 3.12 blijkt, dat de werkelijke openingshoek ruim binnen de NA van het fiber ligt. Dit is vooral te wijten aan de gecombineerde (x,x') en (y,y') begrenzing van het fiber (III.5). Bovendien zullen stralen, die onder een grote hoek door het fiber bewegen een grotere ontsnappingskans hebben via bochten en/of onregelmatigheden van het grensvlak.

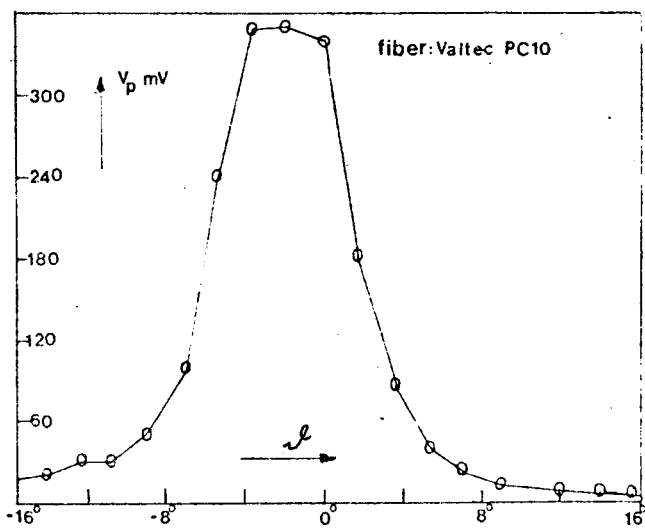
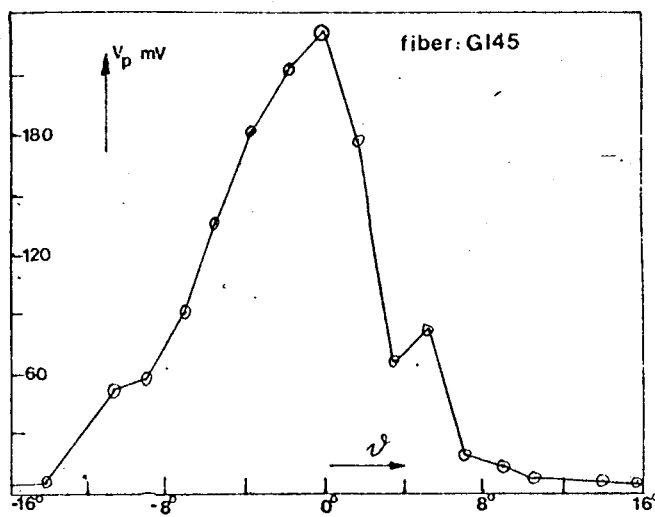
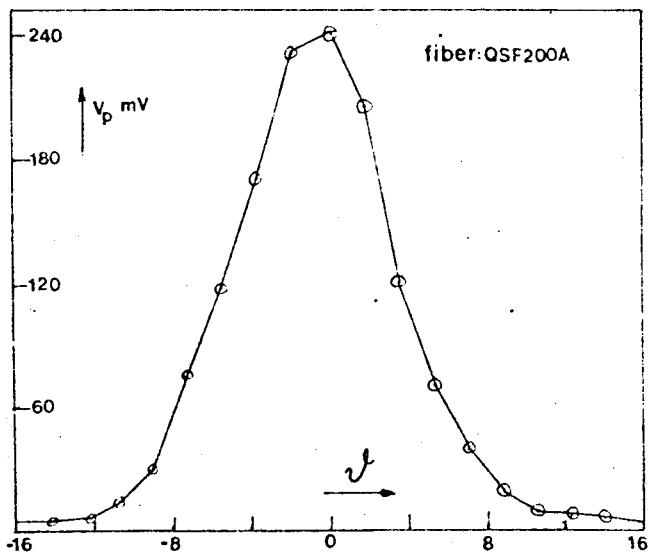


fig. 3.12

De hoekverdeling van de secundaire bundel uit het fiber opgemeten met een pindiode, \varnothing 0.5 mm. Horizontaal staat de hoek θ met de as van het fiber uit, vertikaal het signaal van de pindiode V_p . De afstand van het fibereinde tot de pindiode is 16 mm.

De polarisatiegraad.

Voor twee verschillende lengtes van het Valtec fiber, 1 m en 25 m, is de polarisatiegraad P gemeten van de secundaire bundel bij lineair gepolariseerde primaire bundel. P is gedefiniëerd als:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad 3.25.$$

waarin I_{\max} en I_{\min} de maximale respectievelijk minimale intensiteit is, welke na een polarisatiefilter gemeten kan worden. De resultaten zijn weergegeven in fig. 3.15 als functie van de brandpuntsafstand f van de inkoppellens. De secundaire bundel uit het lange fiber blijkt bijna geheel gedepolariseerd te zijn. Voor het korte fiber is de polarisatiegraad nog aanzienlijk, maar hangt af van de gebruikte inkoppellens. Dit is te verklaren doordat bij een sterke inkoppellens θ groot is, waardoor veel reflecties in het fiber optreden, die de bundel kunnen depolariseren. De polarisatierichting van de secundaire bundel blijkt eveneens zeer gevoelig te zijn voor beweging en ligging van het fiber.

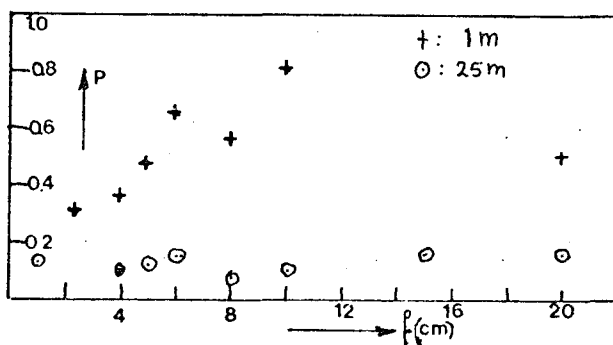


fig. 3.13 De polarisatiegraad van de secundaire bundel uit het Valtec PC 10 fiber voor twee verschillende lengtes als functie van de brandpuntsafstand f van de inkoppellens.

Hoofdstuk IV DE LAMB-DIP GESTABILISEERDE HELIUM-NEON LASER.

IV.1

Inleiding.

Een He-Ne laser vertoont vanwege de dopplerverbreiding (II.1.5) laserwerking over een gebied van de ca 1500 MHz rond de laserlijn van $4.7 \cdot 10^{14}$ Hz ofwel $0.633 \cdot 10^{-6}$ m. Om de gewenste stabiliteit binnen 0.5 MHz te krijgen moet de lengte van de trilholte gestabiliseerd worden. Bij een Lamb-dip laser vindt stabilisatie plaats op het minimum van de Lamb-dip in het intensiteitsprofiel van de He-Ne laser. Dit minimum valt samen met de niet doppler verschoven resonantiefrequentie van een neon atoom. De breedte van de Lamb-dip bedraagt ca 300 MHz (FWHM). Lamb heeft als eerste dit verschijnsel voorspeld (LAM64).

In IV.2 wordt in het kort een verklaring voor het ontstaan van de Lamb-dip gegeven. Voor de werking van een He-Ne laser wordt naar elders verwezen (VER78), (VER79), (SCH77), (SCH78). In IV.3 wordt de stabilisatie besproken en in IV.4 de methode waarmee de laserfrequentie is gemeten. IV.5 geeft en bespreekt de meetresultaten.

IV.2

De Lamb-dip.

Het actieve medium van een He-Ne laser is een mengsel van He en Ne. De pompenergie wordt geleverd door een gasontlading in het mengsel. In fig. 4.1, is een schets van de gebouwde He-Ne laser gegeven.

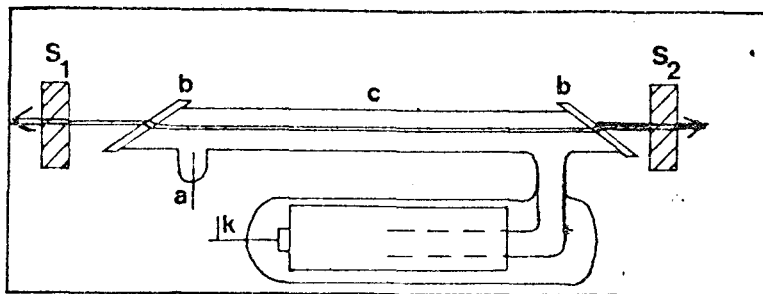


fig. 4.1

Schets van de THE Lamb-dip gestabiliseerde HeNe-laser

De spiegels S_1 en S_2 vormen de optische trilholte, a en k zijn de anode resp. holle kathode voor de gasontlading. In het capillair c vindt laserversterking plaats. Het capillair wordt afgesloten door twee brewstervensters b. Deze staan onder de brewsterhoek met de bundelas om reflectieverliezen te minimaliseren.

De resonantiefrequentie ν_a van een atoom met snelheid v_z wordt vanwege de dopplerverschuiving gegeven door:

$$\nu_a = \nu_0 (1 - v_z/c) \quad 4.1.$$

als ν_0 de resonantiefrequentie van een stilstaand atoom is. De dopplerverbreiding β voor de Ne atomen in de gasontlading is een orde groter dan de botsingsverbreding $\frac{\gamma}{2\pi}$, die bepaald is via (SMI69) voor $p = 3$ torr (VER79) en II.1:

$$\beta = 1370 \text{ MHz}$$

$$\frac{\gamma}{2\pi} = 80 \text{ MHz}$$

Het staande e.m. stralingsveld in de trilholte is opgebouwd uit twee lopende e.m. stralingsvelden ofwel fotonenfluxen ϕ . ϕ_+ in de positieve z-richting en ϕ_- in de negatieve z-richting. De frequentie van de fotonen is gelijk aan de afstemfrequentie van de trilholte ν_m . De fotonen kunnen alleen wisselwerken met Ne-atomen met een resonantiefrequentie ν_a waarvoor geldt:

$$\nu_m - \gamma/2\pi < \nu_a < \nu_m + \gamma/2\pi \quad (s^{-1}) \quad 4.2.$$

Dit zijn twee pakketjes atomen uit de snelheidsverdeling van v_z rond de snelheden $+v_m$ en $-v_m$, waarvoor geldt:

$$v_m = \frac{\nu_m - \nu_0}{\nu_0} c \quad (m s^{-1}) \quad 4.3.$$

Het + teken geldt voor ϕ_+ en het - teken voor ϕ_- .

Het effect van de wisselwerking is versterking van de fotonenfluxen en afname van de populatieinversie rond $v_z = \pm v_m$. In het snelheidsprofiel van de Ne-atomen "brandt" ϕ_+ een gat rond $v_z = +v_m$ en ϕ_- rond $v_z = -v_m$ (fig. 4.2) Iedere fotonenflux wordt versterkt door een apart pakketje atomen. Als de trilholte is afgestemd op $\nu_m = \nu_0$ vallen beide gaten samen en worden beide fotonenfluxen door hetzelfde pakketje atomen versterkt (fig.4.2). Het gevolg is, dat bij afstemming op $\nu_m = \nu_0$ bij een lagere intensiteit evenwicht (II.5.1) optreedt dan bij afstemming op $\nu_m = \nu_0 + \frac{\gamma}{2\pi}$ of $\nu_m = \nu_0 - \frac{\gamma}{2\pi}$.

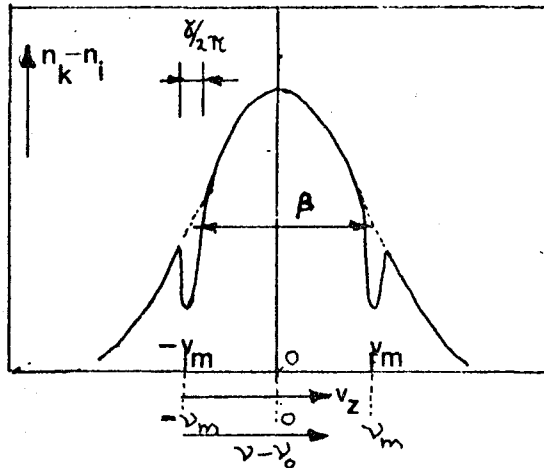


fig. 4.2

De snelheidsverdeling van de populatie-inversie $n_k(v_z) - n_i(v_z)$ in een staand e.m.-veld met frequentie ν_m , zodat $\nu_m = \frac{\nu_m - \nu_0}{\nu_0} \cdot c$

Dit alles gaat echter alleen op als de dopplerbreedte:

$$\beta \gg \gamma/2\pi$$

4.4.

Het intensiteitsprofiel $I(\nu_m)$ vertoont een lokaal minimum bij $\nu_m = \nu_0$. Dit minimum heet de Lamb-dip (LAM64).

De versterking g_m van de intensiteit I_m van het staande e.m. veld met frequentie ν_m is evenredig met $\sigma(\nu_m) \cdot n_{inv}(\nu_m)$ (2.23) en wordt gegeven door (SZÖ63):

$$g_m = g_0 \cdot \int (\nu_m - \nu_0) \beta \cdot \left\{ 1 - k I_m - k I_m \cdot \frac{1}{1 + 16\pi^2 \left(\frac{\nu_m - \nu_0}{\gamma}\right)^2} \right\} \quad 4.5$$

waarin g_0 de versterking is voor $I_m = 0$ en $\nu_m = \nu_0$. De constante k hangt af van de overgang, β is de dopplerverbreiding en γ de botsingsverbreiding. De gauss-verdeling in 4.5 beschrijft het dopplerprofiel. In de tweede term komt de verzadiging van de versterking bij toenemende I_m tot uitdrukking.

Verder komt de extra verzadiging bij afstemming op $\nu_m = \nu_0$ tot uitdrukking in de term met de Lorentzvorm. Deze term veroorzaakt de Lamb-dip. Formule 4.5 is een eerste orde benadering in I_m . In evenwicht zal gelden:

$$g_m = \alpha_m \tag{4.6}$$

als α_m het verlies in de trilholtte is. Het intensiteitsprofiel kan nu uit 3.5 worden afgeleid door substitutie van 4.6

$$I(\nu_m) = \frac{1}{k} \left\{ 1 - \frac{\alpha_m}{g_m} \int^{-1} (\nu_m - \nu_0) \beta \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{1 + 16\pi^2 \left(\frac{\nu_m - \nu_0}{\gamma} \right)^2} \right\}^{-1} \tag{4.7}$$

Dit vertoont inderdaad de verwachte Lamb-dip rond $\nu_m = \nu_0$ (fig.4.3). In fig. 4.4 is het intensiteitsprofiel van de gebouwde He-Ne laser weergegeven.

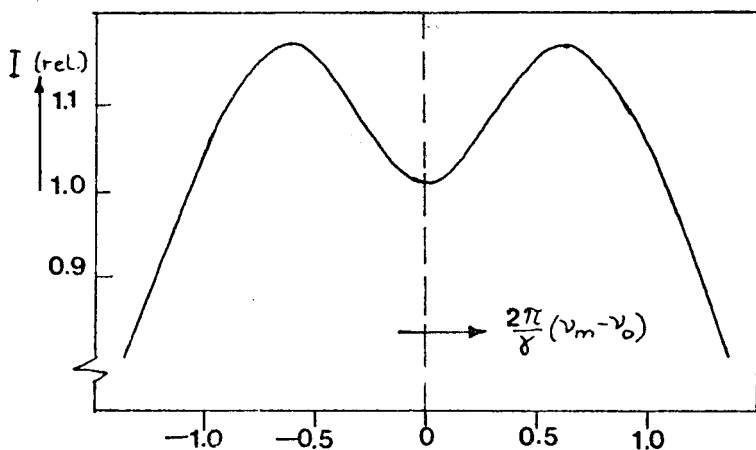


fig. 4.3

Intensiteitsprofiel volgens 4.7 met $\frac{\gamma}{2\pi} = 400$ MHz.
 $G_m/\alpha_m = 3$ en $\beta = 1500$ MHz

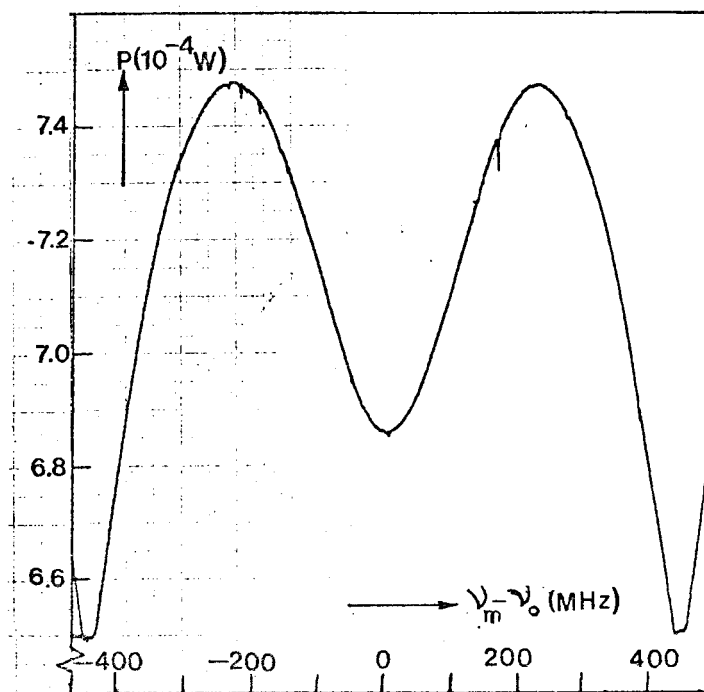


fig. 4.4

Intensiteitsprofiel van de THE Lamb-dip laser

Rond $\nu_m = \nu_0$, het minimum van de Lamb-dip, mag de gaussverdeling constant verondersteld worden, zodat voor de intensiteit geldt:

$$I(\nu_m) = I(\nu_0) \cdot \left\{ 1 + \frac{1}{1 + 16\pi^2 \left(\frac{\nu_m - \nu_0}{\delta} \right)^2} \right\}^{-1} \quad 4.8.$$

De Taylorreeksontwikkeling van deze functie rond ν_0 wordt gegeven door:

$$I(\nu_m) = I(\nu_0) \left\{ 1 + \frac{8\pi^2}{\delta^2} (\nu_m - \nu_0)^2 + \dots \right\} \quad 4.9.$$

Grenzen aan de modulatie

De modulatie-amplitude en -frequentie van de laserfrequentie moeten aan bepaalde voorwaarden voldoen om de Lamb-dip laser nog te kunnen gebruiken als referentie bij de golflengtemeter. In fig. 4.5 is een schetsmatige voorstelling van de gebruikte Michelson-interferometer gegeven.

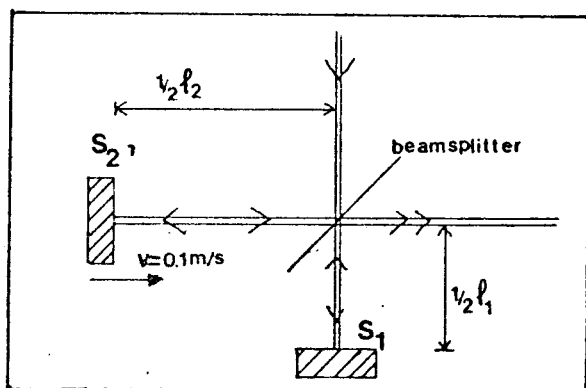


fig. 4.5

Schets van de lichtwegen in de interferometer

Het elektrisch veld van de laserbundel, als vlakke golf beschouwd, wordt gegeven door

$$E(l, t) = E_0 \exp i \left(2\pi \nu t - \frac{2\pi l}{\lambda} \right) \quad 4.16$$

waarin l de afstand tot de bron is, ν de frequentie en λ de golflengte ($\lambda\nu=c$). Voor de intensiteit in Q , als in P de bron staat, geldt dan:

$$I_Q(t) = \frac{1}{8} E_0^2 \left\{ 1 + \cos 2\pi \frac{l_1 - l_2}{\lambda} \right\} \quad 4.17$$

Als spiegel 2 met snelheid v beweegt, varieert l_2 volgens ($v=|v|$):

$$l_2 = l_{20} - 2vt \quad 4.18$$

Voor de fase δ van de cosinus term geldt nu:

$$\delta = 2\pi(l_1 - l_{20} + 2vt)/\lambda \quad 4.19$$

Voor de golflengtemeting wordt van beide laserbundels tegelijk de fase-toename

$$\xi_i = \delta_i(T) - \delta_i(0) \quad 4.20$$

gemeten gedurende een meetslag van T seconden. Voor ζ geldt dan:

$$\xi_i = 2vT/\lambda_i \quad 4.21$$

De waarde van ζ_1/ζ_2 is een maat voor λ_1 , als λ_2 bekend is. De fase-toenames worden gemeten door het aantal nuldoorgangen van de cosinus-term te tellen. Om de gewenste meetnauwkeurigheid te bereiken moeten echter ook de tijdsverschillen tussen zowel de eerste als de laatste nuldoorgangen op een honderste trillingstijd nauwkeurig gemeten worden.

De frekwentiemodulatie kan op een aantal manieren een fout in de bepaling van ζ introduceren. In de eerste plaats kan tijdens één meetslag de gemiddelde frekwentie afwijken van de gemiddelde frekwentie ν_m . De maximale relatieve afwijking wordt gegeven door:

$$\left| \frac{\bar{\nu} - \nu_m}{\nu_m} \right| = \frac{\Delta \nu_m}{\pi f_m \nu_m T} \quad 4.22$$

welke kleiner moet zijn dan de gewenste nauwkeurigheid.

Met $T = 0,5$ s, $f_m = 600$ Hz, $\nu_m = 5 \cdot 10^{14}$ Hz en een nauwkeurigheid van $1:10^8$ moet

$$\Delta \nu_m < 5 \text{ GHz} \quad 4.23$$

Een tweede foutenbron treedt op als de fasehoek van de cosinusterm niet meer monotoon (stijgend) is. In dat geval kunnen teveel nuldoorgangen geteld worden.

Met $\lambda = c (v_m + \Delta v_m \sin 2\pi f_m t)^{-1}$ wordt 4.19

$$\delta = 2\pi \frac{l_1 - l_{20} + 2vt}{c} (v_m + \Delta v_m \sin 2\pi f_m t) \quad 4.24$$

De tijdsafgeleide is:

$$\frac{d\delta}{dt} = 4\pi v/c v_m + 4\pi v/c \Delta v_m \sin 2\pi f_m t + \quad 4.25$$

$$+ 2\pi \frac{l_1 - l_{20} + 2vt}{c} 2\pi f_m \Delta v_m \cos 2\pi f_m t$$

De fasehoek δ is monotoon stijgend als $\frac{d\delta}{dt} > 0$ voor alle t . Dit is zeker het geval als de eerste term groter is dan de som van de amplitudes van de tweede en de derde term. Met $\Delta l_{\max} = l_1 - l_{20} + 2vt$, het maximale verschil tussen beide takken van de interferometer, wordt dit:

$$\Delta v_m < v_m \left(1 + \pi \frac{\Delta l_{\max} f_m}{v} \right) \quad 4.26$$

Voor de golflengtemeter ($\Delta l_{\max} = 0.1 \text{ m}$, $v = 0.1 \text{ ms}^{-1}$)

$$\Delta v_m < 250 \text{ GHz} \quad 4.27$$

De modulatie kan tenslotte nog een fout veroorzaken bij de meting van de interpolatietijden, het tijdsverschil tussen de eerste nuldoorgangen van de interferentiesignalen van beide lasers.

Als de lamb-dip laser gedurende een tijd T_1 is afgestemd op $v_m + \Delta v_m$ i.p.v. op v_m is de fasefout (uit 4.19)

$$\Delta \delta = \delta_{v_m + \Delta v_m} - \delta_{v_m} = 4\pi \frac{v}{c} \Delta v_m T_1 \quad 4.28$$

Een afschatting voor de maximale fasefout t.g.v. de modulatie wordt verkregen door voor T_1 de halve periode van de modulatie te nemen.

$$T_1 = \frac{1}{2f_m} \quad 4.29$$

zodat $\Delta \delta_{\max} = 2\pi \frac{v}{c} \Delta v_m \frac{1}{2f_m}$

Om de interpolatietijden op 1% nauwkeurig te kunnen meten moet $\Delta\delta_{\max}$ een orde kleiner blijven dus: $\frac{\Delta\delta_{\max}}{2\pi} < 10^{-3}$

Voor de golflengtemeter en $f_m = 600$ Hz geldt dan:

$$\Delta\nu_m < 1.8 \text{ } \mu\text{Hz}$$

4.30

Aan deze strengste van de drie eisen voor ν_m kan gemakkelijk worden voldaan daar de totale breedte van de Lamb-dip slechts ca. 300 MHz bedraagt (fig. 4.4).

IV.3

De frekwentiestabilisatie

Principe

Om de laser te kunnen stabiliseren op het minimum van de Lamb-dip moet de afwijking uit het minimum, $\nu_m - \nu_0$, gedetekteerd worden. De intensiteit van de laserbundel wordt met een fotodetector gemeten. Het detectorsignaal V_{det} wordt gegeven door:

$$V_{det} = A_{det} \cdot I \quad (V) \quad 4.10$$

A_{det} : gevoeligheid fotodetector
 I : Intensiteit van de laserbundel

Om dit te kunnen gebruiken als maat voor de frekwentieafwijking $\nu_m - \nu_0$ moet de afstemfrekwentie ν_m gemoduleerd worden (SCH78) volgens:

$$\nu_m := \nu_m + \Delta\nu_m \sin 2\pi f_m t \quad (s^{-1}) \quad 4.11$$

waarin ν_m de gemiddelde afstemfrekwentie is, $\Delta\nu_m$ de modulatie-amplitude en f_m de modulatiefrekwentie.

Invullen in 4.9 geeft:

$$I(t) = I(\nu_0) \cdot \left\{ 1 + \epsilon (\nu_m - \nu_0 + \Delta\nu_m \sin 2\pi f_m t)^2 \right\} \quad 4.12$$

met

$$\epsilon = \frac{8\pi^2}{\gamma^2}$$

uitwerken geeft:

$$I(t) = I(\nu_0) \cdot \left\{ 1 + \delta (\nu_m - \nu_0)^2 + \frac{1}{2} \epsilon \Delta\nu_m^2 \right\} + I(\nu_0) \left\{ 2\epsilon (\nu_m - \nu_0) \Delta\nu_m \sin 2\pi f_m t \right\} + I(\nu_0) \left\{ \frac{1}{2} \epsilon \Delta\nu_m^2 \cos 4\pi f_m t \right\} \quad 4.13$$

Uit het detectorsignaal wordt met een commerciële lock-in versterker de amplitude A_1 van de term met frekwentie f_m bepaald. Deze wordt volgens 4.13 en 4.10 gegeven door:

$$A_1 = 2 I(\nu_0) A_{det} \epsilon \Delta\nu_m (\nu_m - \nu_0) \quad (V) \quad 4.14$$

De bepaling van A_1 gebeurt door het detectorsignaal te vermenigvuldigen met een referentiesignaal met frekwentie f_m . De gelijkspanningscomponent van het resulterende signaal is evenredig met A_1 en bevat verder een aantal componenten met frekwenties nf_m ($n = 1, 2, 3, \dots$) welke door een laagdoorlaatfilter worden onderdrukt.

De uitgangsspanning van de lock-in wordt nu gegeven door

$$V_{lock-in} = A_0 \epsilon \Delta\nu_m (\nu_m - \nu_0) \quad (V)$$

en is evenredig met de frekwentieafwijking $\nu_m - \nu_0$.

Het regelsysteem

Met het signaal van de lock-in versterker kan een regelkring van het gebruikelijke type gebouwd worden, welke de afstemfrequentie van de laser stabiliseert op $\nu_m - \nu_0 = 0$. In figuur 4.6 is een blokschema van de regelkring gegeven.

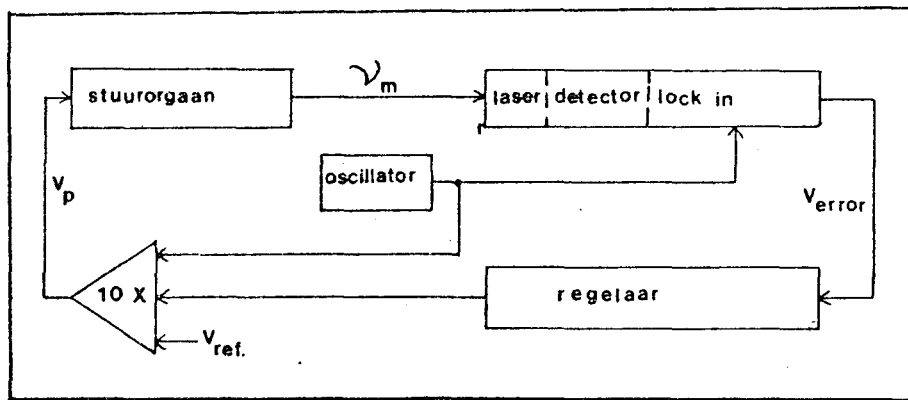


fig. 4.6

Blokschema van de regelkring voor de frekwentie stabilisatie

Het stuurorgaan moet een elektrische spanning omzetten in een verandering van de afstemfrequentie. Dit gebeurt door één van de spiegels van de trilholte op een cylinder van piëzoelektrisch materiaal te plaatsen. De lengteverandering Δl van cylinder en trilholte is evenredig met de spanning V_p over het piëzoelektrisch materiaal.

$$\Delta l = A_p \cdot V_p \quad (m) \quad 4.31$$

De verandering van de afstemfrequentie $\Delta \nu_m$ als functie van de lengteverandering van de trilholte volgt uit 2.30.

$$\Delta \nu_m = \frac{\nu_m}{L} \Delta l \quad (s^{-1}) \quad 4.32$$

De stationaire overdracht van V_p naar $\Delta \nu_m$ wordt gegeven door:

$$\Delta \nu_m = k \cdot V_p \quad (s^{-1}) \quad 4.33$$

Voor k volgt uit 4.32 en 4.31:

$$k = A_p \frac{\nu_m}{L} \quad (\text{s}^{-1} \text{V}^{-1}) \quad 4.34$$

Voor de gebruikte opstelling geldt: $k = 11 (\text{MHz V}^{-1})$ zodat er een spanning van ca. 90 V nodig is om over één gehele FSR (1 GHz) van de lasertrilholte te scannen. Daarom wordt gebruik gemaakt van een 10x versterker.

De oscillator zorgt voor de modulatie van ν_m en voor een referentiesignaal voor de lock-in versterker.

Er is gekozen voor een regeling van het PI type (RAD78). Als regelaar is een bestaande eenheid gebruikt, welke toegepast wordt bij de stabilisatie van de J_2 -gestabiliseerde He-Ne lasers in de groep lengtemeting. Deze laser-systemen zijn binnen 10 kHz stabiel, zodat de regelaar zeker aan de eisen, die de Lamb-dip laser stelt, zal voldoen, omdat de stabiliteit daarvan maximaal 0,1 MHz kan bedragen. De regelaar bestaat uit een integrator met instelbare integratietijden T_i ($T_i = 2, 4, \text{ en } 8 \text{ sec.}$) en instelbare versterkingsfaktor A ($A = 0.3, 1, \dots, 3000, 10000$).

IV.4 Meting van de frekwentie-stabiliteit van de Lamb-dip laser.

Inleiding

Om de Lamb-dip laser als referentie te kunnen gebruiken moet de gemiddelde waarde en de standaardafwijking van de frekwentie bekend zijn. Het is onmogelijk om de frekwentie van het laserlicht rechtstreeks te meten ($5 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$).

De frekwentiemeting gebeurt door de verschilfrekwentie te meten tussen de Lamb-dip laser en een andere laser, die als secundaire frekwentiestandaard wordt gebruikt.

Het is mogelijk om de frekwentie van de Lamb-dip laser uit dit verschil te bepalen als gemiddelde en standaardafwijking van de frekwentiestandaard bekend zijn.

Voor een zinvolle meting is het wel nodig, dat de stabiliteit van de secundaire frekwentiestandaard een orde beter is dan die van de Lamb-dip laser.

De secundaire frekwentiestandaard

Als secundaire frekwentiestandaard wordt een jodium-gestabiliseerde He-Ne laser gebruikt. In de groep lengtemeting van de afdeling W van de THE zijn drie lasers van dit type gebouwd (SCH78). Deze lasers bevatten behalve een He-Ne plasmabuis nog een absorptiecel in de trilholte. Deze buis is gevuld met jodium-damp. Het intensiteitsprofiel van de HeNe laser wordt daardoor verzwakt volgens het jodium-absorptieprofiel. Hier treedt hetzelfde verschijnsel op als bij het ontstaan van de Lamb-dip.

De absorptie voor straling met een frekwentie, die samenvalt met een resonantiefrekwentie van een stilstaand jodium-atoom, zal kleiner zijn dan voor dopplerverschoven resonantiefrekwenties, omdat er verzadiging van absorptie optreedt. Hierdoor ontstaan op het intensiteitsprofiel van de laser piekjes ter plaatse van deze resonantiefrekwenties, de zgn. *inverse Lamb-dipjes*.

De breedte van deze dipjes bedraagt ca. 5 MHz en is twee ordes kleiner dan de breedte van de Lamb-dip. Dit komt omdat de natuurlijke lijnbreedtes van de gebruikte jodium overgangen veel kleiner zijn dan die van neon, terwijl de botsingsverbrediging klein is tengevolge van de lage druk in de absorptiecel (0.25 torr tegen 3 torr in de HeNe-plasmabuis).

De stabilisatie op de top van de jodium-dipjes geschiedt volgens hetzelfde principe als de stabilisatie van de Lamb-dip laser. De frekwentie van deze lasers vertoont een standaardafwijking van ca. 5 KHz.

De verschilfrekwentie

De meting van het frekwentie-verschil gebeurt door beide laserbundels te mengen tot één bundel met behulp van de halfdoorlatende spiegel HD (fig. 4.7).

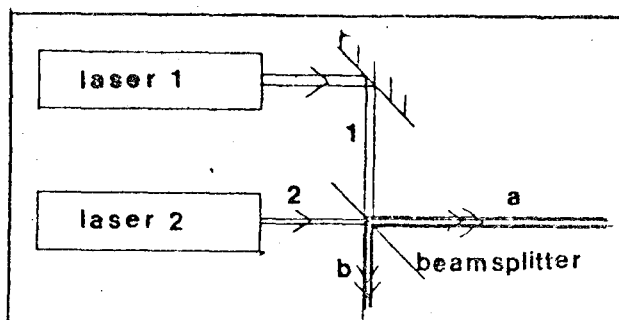


Fig. 4.7 Menging van twee laserbundels

De bundels 1 en 2 zijn de afzonderlijke laserbundels. De bundels a en b zijn mengbundels. de frekwentie waarmee de intensiteit van de mengbundels varieert is een maat voor het frekwentieverschil van de lasers. Meting geschiedt met een avalanche fotodiode en een frekwentieteller.

De E-velden ter plaatse van de delector P, van beide laserbundels worden gegeven door:

$$E_1(t) = E_{10} \exp\{i(2\pi\nu_1 t - k_1 l_1) - i\varphi_1\} \quad 4.35$$

$$E_2(t) = E_{20} \exp\{i(2\pi\nu_2 t - k_2 l_2) - i\varphi_2\} \quad 4.36$$

waarin ϕ_i de beginfase, ν_i de laserfrekwentie, k_i het golfgetal en l_i de afstand laser-detector.

Het golfgetal k_i wordt gegeven door

$$k_i = 2\pi\nu_i \frac{n}{c} \quad 4.37$$

Als beide bundels lineair en evenwijdig gepolariseerd zijn, wordt de resulterende intensiteit $I(t)$ van de mengbundel:

$$\begin{aligned} I(t) &= \{E_1(t) + E_2(t)\} \cdot \text{C.C.} \\ &= E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos\{2\pi(\nu_1 - \nu_2)t - 2\pi\frac{n}{c}(l_1 - l_2) - (\varphi_1 - \varphi_2)\} \end{aligned} \quad 4.38$$

Uit 4.37 blijkt, dat, als l_1 , l_2 en n konstant zijn in de tijd, de intensiteit fluktueert met een frekwentie ν_I

$$\nu_I = \nu_1 - \nu_2 \quad 4.39$$

het frekwentieverschil van beide lasers.

Als l_1 , l_2 en n niet konstant zijn in de tijd, wordt de frekwentie ν_I in eerste orde gegeven door:

$$\nu_I = \nu_1 \left(1 - \frac{n}{c} \frac{dl_1}{dt} - \frac{l_1}{c} \frac{dn}{dt}\right) - \nu_2 \left(1 - \frac{n}{c} \frac{dl_2}{dt} - \frac{l_2}{c} \frac{dn}{dt}\right) \quad 4.40$$

Voor een goede meting van de verschilfrekwentie moeten de waardes van de termen met een tijdsafgeleide, gemiddeld over de meettijd van de frekwentieteller, een orde kleiner zijn dan de relatieve standaardafwijking van de frekwentie van de jodiumlaser.

Dus:

$$\left\langle \frac{n}{c} \frac{dl_i}{dt} \right\rangle_{\tau_{\text{meet}}} < 10^{-13} \quad 4.41$$

$$\left\langle \frac{p_i}{c} \frac{dn}{dt} \right\rangle_{\tau_{\text{meet}}} < 10^{-13} \quad 4.42$$

Lengteveranderingen worden voornamelijk veroorzaakt door trillingen in de opstelling. Alle trillingen met een periode, die kleiner is dan de meettijd, worden uitgemiddeld.

Uit 4.40 kan een maximum voor de amplitude A_1 van een lengtetrilling met een frekwentie van 1 Hz worden afgeleid:

$$A_p < 5 \mu\text{m} \quad 4.43$$

Voor een afstand laser-delector van 1 m geldt voor de amplitude van brekingsindex variaties met 1 Hz:

$$A_n < 5 \cdot 10^{-6} \quad 4.44$$

oftewel voor luchtdrukvariaties (EDL66):

$$A_p < 17 \text{ (torr)} \quad 4.45$$

en temperatuurvariaties van de lucht:

$$A_T < 5 \text{ (K)} \quad 4.46$$

Om aan deze eisen te voldoen is de gehele opstelling op een "trillingsvrije" tafel geplaatst in een afgesloten ruimte om de akoestische trillingen te verminderen.

De meting van de verschilfrekwentie

De intensiteit van de mengbundel wordt gemeten met een fotodiode met een stijgtijd van minder dan 0.5 ns.

Met een spectrumanalyser wordt het detectorsignaal in beeld gebracht. Hiermee kan in een oogopslag gezien worden als één van beide lasers niet single-mode oscilleert, maar twee frekwenties uitzendt. Verder wordt met twee digitale frekwentietellers (fig. 4.8) de frekwentie van het detectorsignaal gemeten. Een teller stuurt via een DAC een x-t recorder. De andere teller stuurt een ponsbandponser, welke 5 frekwenties per minuut ponst. Deze laatste teller heeft meettijden van 0.1, 1 of 10 seconden.

Met behulp van de ponsband is verdere verwerking via de computer mogelijk. In praktijk wordt uit een aantal metingen een gemiddelde frekwentie met standaardafwijking bepaald.

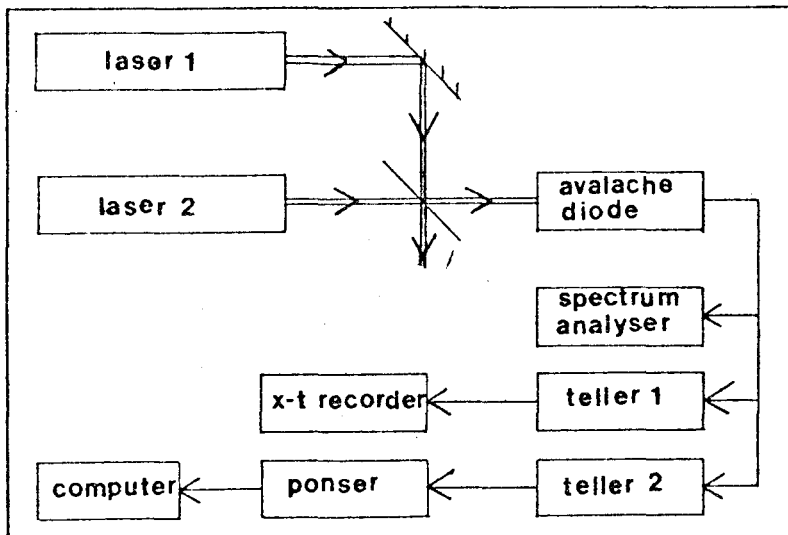


Fig. 4.8 Meetopstelling voor bepaling verschilfrekwenties

De frekwentiestabiliteit

Voor de frekwentiefrequenties van een laser wordt onderscheid gemaakt tussen snelle fluktuaties (> 1 Hz) en langzame fluktuaties (< 1 Hz). De snelle fluktuaties worden veroorzaakt door mechanische trillingen van en in de laser, en door trillingen in de gasontlading ten gevolge van ruis in de ontladingsstroom. De snelle fluktuaties, die niet door de regeling worden gecompenseerd omdat ze te snel zijn of omdat ze de Lamb-dip zelf beïnvloeden, worden bij toepassing van de laser als referentie t.g.v. de eindige meettijden meestal uitgemiddeld.

De langzame fluktuaties worden veroorzaakt door temperatuurdrijf van de trilhulste en het plasma of door drukvariatiies in het plasma. Door de regeling worden al deze langzame fluktuaties gecompenseerd, behalve de fluktuaties die de ligging van de Lamb-dip doen variëren. Tengevolge van de drukverschuiving (ENG68) verschuift de resonantiefrekwentie van neon met 27 MHz torr^{-1} .

De grootte-orde van deze fluktuaties kan afgeschat worden door de reproduceerbaarheid over een lange periode (enkele weken) te meten.

IV.5 Meetresultaten

Er zijn stabiliteitsmetingen gedaan met drie verschillende plasmabuisjes in de trilholte. Twee hiervan zijn commerciële buisjes die bestemd zijn voor de SP119 laser, een Lamb-dip gestabiliseerde HeNe-laser, die tot voor een aantal jaren door Spectra Physics werd geleverd. Een van de buisjes was volledig ongebruikt, het andere had reeds een groot aantal uren gebrand. Het derde plasmabuisje is in de sectie optika van de CTD van de THE vervaardigd. In een eerder stadium van het onderzoek is hiervoor een ideale vuldruk en mengverhouding bepaald (VER79).

Het blijkt niet mogelijk te zijn een Lamb-dip te krijgen, die symmetrisch blijft. Dit verschijnsel is ook elders waargenomen (LAY78). Het relatieve verschil tussen de intensiteit van beide maxima bedraagt normaal minder dan 2%, terwijl de relatieve diepte van de Lamb-dip 10% is. De gemeten frekwentiestabiliteit wordt sterk beïnvloed door terugstrooiing van de laserbundel in de trilholte. Dit blijkt uit fig. 4.9. De belangrijkste bron van terugstrooiing is de fotodetektor. In geval a (fig. 4.9) is de afstand van de laser tot de fotodetektor 0.3 m, in geval b is deze afstand 1.5 m.

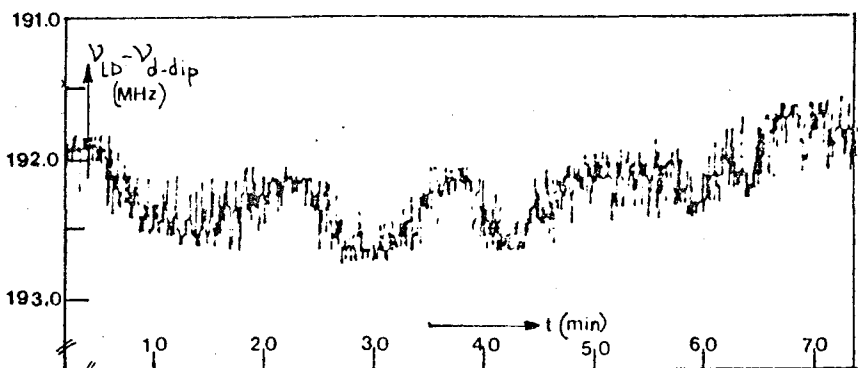


fig 4.9a

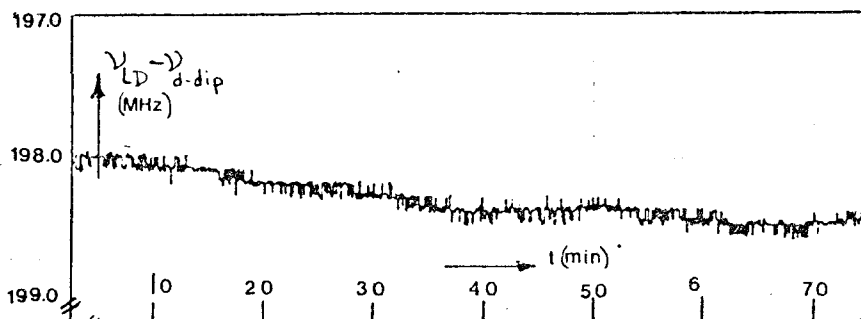


fig 4.9 b

fig. 4.9 De laserfrequentie van de Lamb-dip laser. In geval a is de terugstrooiing groter dan in geval b. Dit komt tot uitdrukking in de grotere spreiding in geval a. De langzame fluctuaties (20 min.) zijn het inschakelverschijnsel.

Voor alle drie de plasmabuisjes zijn gedurende een tiental dagen stabiliteitsmetingen gedaan. De sample-tijd voor de meting van de verschilfrekwentie bedraagt 10 seconden. De in tabel 4.1 gegeven standaardafwijkingen zijn bepaald uit metingen van $\frac{1}{2}$ uur. Uit deze tabel blijkt, dat het oude SP119 plasmabuisje duidelijk minder stabiel is dan de beide nieuwe plasmabuisjes. Een mogelijke oorzaak hiervan is, dat dit buisje aan het einde van zijn totale levensduur was en vlak boven de drempel voor laserwerking werkte. Na drie weken was het inderdaad niet meer mogelijk laserwerking te krijgen met dit buisje. Uit de metingen blijkt dat een goede stabilisatie wordt bereikt als de modulatieamplitude gelijk is aan $\Delta v_m = 30$ MHz. Vergroting van deze amplitude geeft geen merkbare verbetering van de frekwentiestabiliteit.

Plasmabuisje:	SP119 oud	SP119 nieuw	THE	Meettijd
σ_v (MHz)	0.50	0.18	0.15	$\frac{1}{2}$ uur
$\overline{v_{LD} - v_{d-dip}}$ (MHz)	186	188.1	193	10 dagen
Δv (MHz)	7	1.5	12	10 dagen
v_{d-dip} (MHz)	473612 380.5 \pm 0.3 MHz			

Tabel 4.1 Resultaten van de stabiliteitsmetingen aan drie verschillende plasmabuisjes

Fig. 4.10 geeft een inschakelverschijnsel van de Lamb-dip laser. De frekwentie verloopt in twee uur tijd ca. 12 MHz en wordt veroorzaakt door het initiële verloop van de asymmetrie van de Lamb-dip. De oorzaak hiervan moet waarschijnlijk gezocht worden in een opwarmingseffekt van het plasmabuisje. Na deze twee uur blijft de frekwentie binnen 3 MHz stabiel. Nadat de laser 24 uur heeft gebrand, blijft de frekwentie binnen 1 MHz konstant(fig. 4.9).

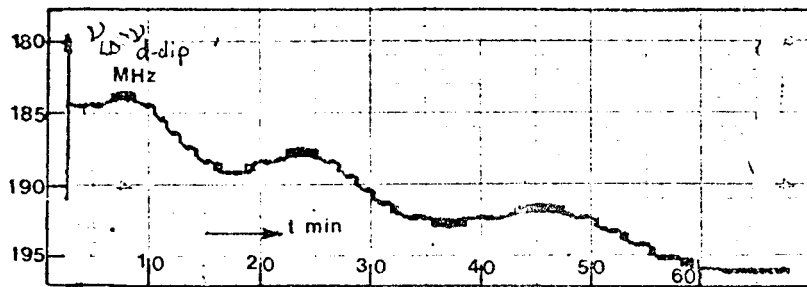


fig. 4.10

De laserfrequentie van de gestabiliseerde Lamb-dip laser meteen na het inschakelen van de gasontlading.

Uit fig. 4.11 lijkt het bovendien alsof de laserfrequentie na uitzetten en afkoelen van de laser niet goed reproduceert. Mede daarom is het raadzaam om de laser continu te laten branden. Bij een geschatte levensduur van de plasmabuis van 1000 uur is vervanging al nodig na ongeveer 10 weken. Er zal altijd een compromis gezocht moeten worden tussen levensduur en stabiliteit. De reproduceerbaarheid van de commerciële plasmabuisjes is niet nagegaan. Wel kan uit fig. 4.13 worden gekonkludeerd dat met het nieuwe SP119 plasmabuisje de laserfrequentie binnen 1.5 MHz konstant blijft gedurende een groot aantal dagen. Voor het THE plasmabuisje is hierover nog geen exacte uitspraak te doen omdat de meetserie nog te kort is. Wel kan voorlopig gesteld worden dat de laserfrequentie hiervoor binnen ≈ 10 MHz konstant blijft.

IV.6 Konklusie

Bij gebruik van een commercieel plasmabuisje blijft de laserfrequentie van de Lamb-dip laser ruim binnen de gestelde 5 MHz konstant bij continu bedrijf over een groot aantal dagen. Voor het THE plasmabuisje voldoet de laserfrequentie ook aan de gestelde eis. Om een exacte uitspraak over de stabiliteit gedurende een groot aantal dagen te kunnen doen moeten nog een aantal metingen worden gedaan. Bovendien moet de reproduceerbaarheid na uitzetten en afkoelen nog onderzocht worden. Voor de asymmetrie van de Lamb-dip, moet nog een goede verklaring en eventueel remedie worden gezocht.

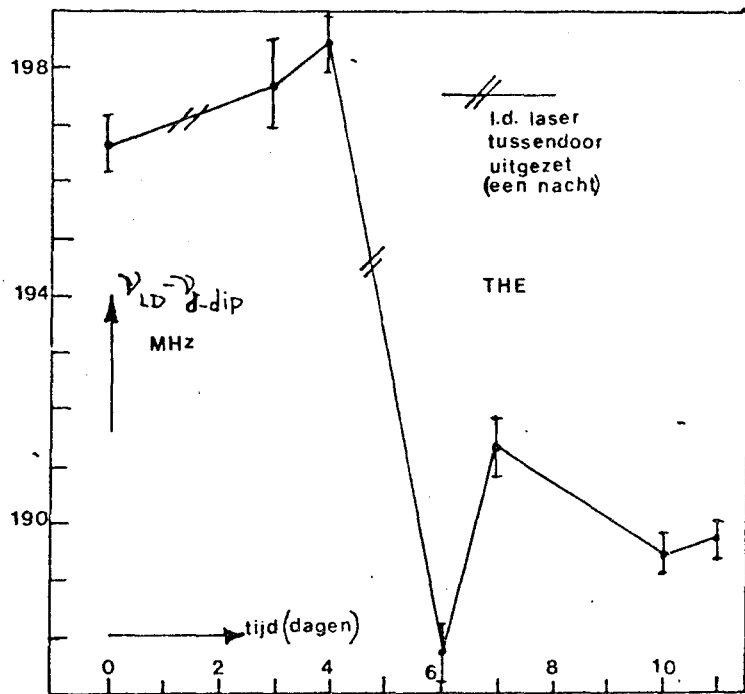
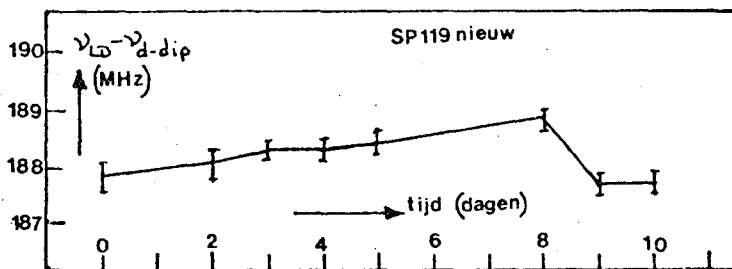
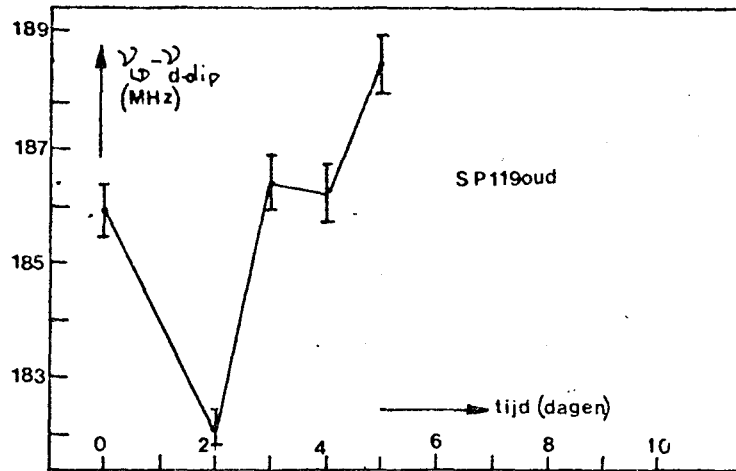


fig. 4.11

Het gedrag van de laserfrequentie over een groot aantal dagen.

V.1 De meetmethode.

Met de referentie-opstelling moet de referentie-spanning voor de F.P.-interferometer bepaald worden, waarbij de kleurstoflaser is afgestemd op de resonantiefrekwentie ν_0 van de beschouwde overgang. De bepaling geschiedt door het aantal fluorescentiefotonen te tellen als functie van de referentie-spanning, d.w.z. als functie van de afstemfrequentie van de kleurstoflaser ν_f . In het ideale geval van twee loodrecht kruisende, divergentieloze bundels, is het resultaat, $N(\nu_f)$ de Lorentzfunctie, die de botsingsdoorsnede voor absorptie beschrijft. De top ligt dan bij $\nu_f = \nu_0$.

Het dopplereffekt geeft een verschuiving van de frequentie ν_0 naar een frequentie ν' gegeven door:

$$\nu' = \nu_0 - \frac{\nu \cdot k}{2\pi} \qquad 5.1$$

Een verschuiving van 10 MHz korrespondeert met een snelheidskomponent van het molekool $v_{//}$ in de richting van de golfvector \underline{k} gelijk aan:

$$v_{//} = 6 \text{ m s}^{-1}$$

Aangezien de gemiddelde snelheid u van de atomen 780 m s^{-1} is, betekent dit, dat kleine divergenties van de fotonenbundel en de molekoolbundel een aanzienlijke dopplerverbreiding van de lijn kunnen geven. Dit staat een nauwkeurige bepaling van de ligging van de top in de weg. Door niet loodrecht kruisen van de bundels treedt bovendien een verschuiving van het gehele profiel op. In dit hoofdstuk wordt een afschatting van de verbreding gegeven en de daaruit voortvloeiende eisen aan de beide bundels.

V.2 Het strooiproces.

Beschouw een molekoolbundel en een fotonenbundel, die elkaar loodrecht kruisen. De molekulen bewegen in de positieve x-richting, de fotonen in de positieve y-richting. Ieder individueel foton wordt gekenmerkt door de hoeken met de y-as:

$$\beta_f = \frac{dx}{dy} \quad 5.2$$

$$\chi_f = \frac{dz}{dy} \quad 5.3$$

Een individueel molecuul wordt gekenmerkt door de hoeken met de x-as:

$$\beta_a = -\frac{dy}{dx} \quad 5.4$$

$$\chi_a = \frac{dz}{dx} \quad 5.5$$

en door de snelheid v_a . (Het -teken voor β_a zorgt ervoor dat β_a en β_f in dezelfde richting draaien). De snelheid \underline{v}_a en de golfvector \underline{k} worden nu gegeven door:

$$\underline{v}_a = v_a (1, -\beta_a, \chi_a) \quad (m s^{-1}) \quad 5.6$$

$$\underline{k} = \frac{2\pi\nu_0}{c} (\beta_f, 1, \chi_f) \quad (m^{-1}) \quad 5.7$$

zodat de dopplerverschuiving (5.1) wordt:

$$\nu' = \nu_0 \left(1 - \frac{v_a}{c} (\beta_f - \beta_a + \chi_f \chi_a) \right) \quad (s^{-1}) \quad 5.8$$

De tweede-orde term $\chi_a \chi_f$ wordt verwaarloosd.

Het aantal molekulen dat door het detectiecentrum loopt wordt gegeven door:

$$\dot{N}_a = I(o) \Omega \quad (m^{-3}) \quad 5.9$$

met $I(o)$ de voorwaartse intensiteit van de bundel en Ω de ruimtehoek, waaronder de bron van de bundel het detectiecentrum ziet. Als bron kiezen wij een supersone bron met snelheidsverdeling:

$$P(u) du \propto \exp -\left(\frac{u-u_0}{\sigma}\right)^2 du \quad 5.10$$

met een speedratio $S = \frac{u}{\alpha} \gg 2$. De middelbare snelheidsspreiding is:

$$\sigma_v = \frac{1}{2} \alpha \sqrt{2} \quad 5.11$$

De flux ϕ van de fotonenbundel wordt gegeven door:

$$\phi = n_f c = \frac{I}{h\nu_f} \quad 5.12$$

met n_f de fotonendichtheid, I de intensiteit en ν_f de frekwentie. Van belang is het aantal fluorescentiefotonen, dat gedetekteerd wordt. Dit wordt gegeven door:

$$\dot{N}(\nu_f) = \eta_{\text{det}} \eta_{\Omega} \eta(\nu_f) I(o) \Omega \quad 5.13$$

waarin η_{det} de efficiëntie van de detektor en η_{Ω} de fraktie van de totale ruimtehoek, die gedetekteerd wordt. Deze worden in hoofdstuk VII behandeld. De fluorescentie-efficiëntie $\eta(\nu_f)$ is in hoofdstuk II behandeld en bepaalt de vorm van $\dot{N}(\nu_f)$.

De voorwaartse intensiteit van de bron $I(o)$ komt in het volgende hoofdstuk aan de orde.

De openingshoek Ω veroorzaakt de dopplerverbreiding van het profiel. In dit hoofdstuk wordt een maximum hiervoor afgeschat.

V.3

Konklusies.

De totale fotonenflux ϕ wordt beperkt door de eis, dat er geen verzadiging mag optreden, omdat dit een verbreding van de lijn en een afvlakking van de top geeft. Er moet dus gelden (II.3):

$$M_0 = \tau_1 \phi \sigma_0 \leq 1 \quad 5.14$$

Dit betekent, dat voor zuivere afstemming $1 - e^{-1} = 63\%$ van de atomen een fluorescentiefoton zullen uitzenden.

De beschikbare helderheid na het fiber is zo groot, dat deze fotonenflux gehaald kan worden met verwaarloosbare spreidingen in β_f en χ_f . Een eventuele kleine vaste hoekfout β_f wordt toegelaten.

Om praktische redenen wordt een molekuulbundel met een ronde doorsnede gebruikt, hoewel een grotere uitbreiding in de z-richting toelaatbaar is. De openingshoek van de ronde bundel wordt gegeven door:

$$\Omega = \pi \beta_{a, \max}^2 \quad (\text{ster}) \quad 5.15$$

De middelbare hoekspreiding α_β wordt gedefinieerd als:

$$\sigma_\beta = \sqrt{\beta_a^2} = \frac{1}{2} \beta_{a, \max} \quad (\text{rad}) \quad 5.16$$

Er zijn nu drie effecten uit 5.9 af te leiden:

a) een dopplerverschuiving

$$\nu_D = \nu_0 u \beta_f / c \quad (\text{s}^{-1}) \quad 5.17$$

b) een dopplerverbreiding

$$\sigma_{\nu_1} = \nu_0 \sigma_w \beta_f / c \quad (\text{s}^{-1}) \quad 5.18$$

c) een dopplerverbreiding

$$\sigma_{\nu_2} = \nu_0 u \sigma_\beta / c \quad (\text{s}^{-1}) \quad 5.19$$

Als ontwerpeis wordt gekozen, dat de middelbare dopplerverbreiding σ_ν hoogstens gelijk mag zijn aan $\frac{1}{2} \Delta \nu_{\frac{1}{2}}$ van de Lorentz-lijnform. Voor neon met $\Delta \nu_{\frac{1}{2}} = 9.5 \text{ MHz}$, $u = 780 \text{ m s}^{-1}$ en $S=2$ moet dan gelden

$$\beta_{a, \max} \leq 5 \text{ mrad} \quad 5.20$$

$$|\beta_f| \leq 7 \text{ mrad} \quad 5.21$$

Als $\beta_f \neq 0$ is de top van het lijnprofiel verschoven met 1 MHz per mrad. Als in een experimenteeropstelling door een uitrichtfout een verschuiving van de resonantiefrekwentie optreedt, kan deze echter met β_f in de referentieopstelling gecompenseerd worden.

Met de hierboven afgeleide bovengrens voor $\beta_{a, \max}$ kan een bovengrens voor het signaal $\dot{N}(\nu_f)$ worden afgeleid. Uitgaande van een reële waarde van $I(o) = 10^{11} (\text{s}^{-1} \text{ster}^{-1})$ geldt dan met 5.15:

$$\dot{N}(\nu_f) \leq \eta_{\text{det}} \eta_\Omega \cdot 7 \cdot 10^6 \quad (\text{s}^{-1}) \quad 5.22$$

Hoofdstuk VI DE REFERENTIEBRON

VI.1 Inleiding

Als bron voor de bundel neon metastabielen is een holle kathode ontlading gekozen. De HKO wordt bemonsterd via een samplegatje $\varnothing 0.5$ mm onder in de cilindrische kathode met diameter 3 mm en diepte 6 mm (fig. 6.1).

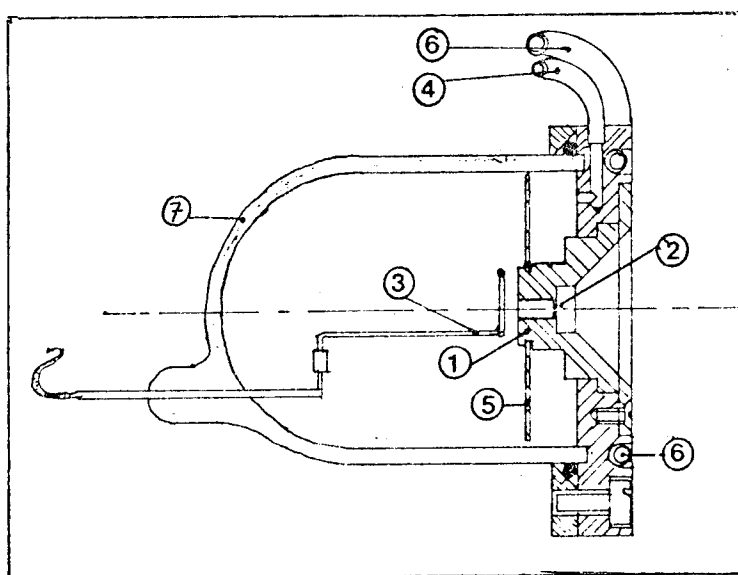


fig. 6.1 De referentiebron 1) kathode; 2) uitstroomopening; 3) anode; 4) gastoevoer; 5) glazen afschermplaatje; 6) koelwaterleiding. 7) glazen stolp.

In een HKO met ongeveer dezelfde afmetingen in neon zijn metastabielen dichtheden n_m gemeten, die voldoen aan (H0077):

$$n_m \geq 10^{-6} n_0 \quad m^{-3} \quad 6.1$$

met n_0 de totale neon-deeltjes-dichtheid in de ontleding.

Bij $n_0 = 10^{23} m^{-3}$ (3 torr) verwachten wij een voorwaartse intensiteit $I(o)$ van de bundel metastabielen van de grootte orde van:

$$I(o) \geq 5 \cdot 10^{12} \quad s^{-1} \text{sterad}^{-1} \quad 6.2$$

Dit is ruim voldoende voor de referentie-opstelling. De kathode van de bron is snel uitwisselbaar en eenvoudig van vorm, zodat er met verschillende kathode afmetingen en verschillende uitvoeringen van het samplegatje geëxperimenteerd kan worden.

Tijdens een aantal inleidende metingen zijn voor diverse omstandigheden stroom-spanningskarakteristieken opgenomen (fig. 6.2). Voor lage stroomsterktes treedt nog geen HKO op. Op de binnenwand van de kathode is wel een glimontlading zichtbaar. De HKO, die bij hogere stroomsterktes (>5mA) optreedt, geeft een veel grotere lichtopbrengst. De spanning is nu vrijwel onafhankelijk van de stroomsterkte geworden. Uit de metingen is gebleken, dat in een kathode met een diameter van 3 mm een HKO mogelijk is in het stroomgebied tot 15 mA voor zowel Ne, Kr als Ar.

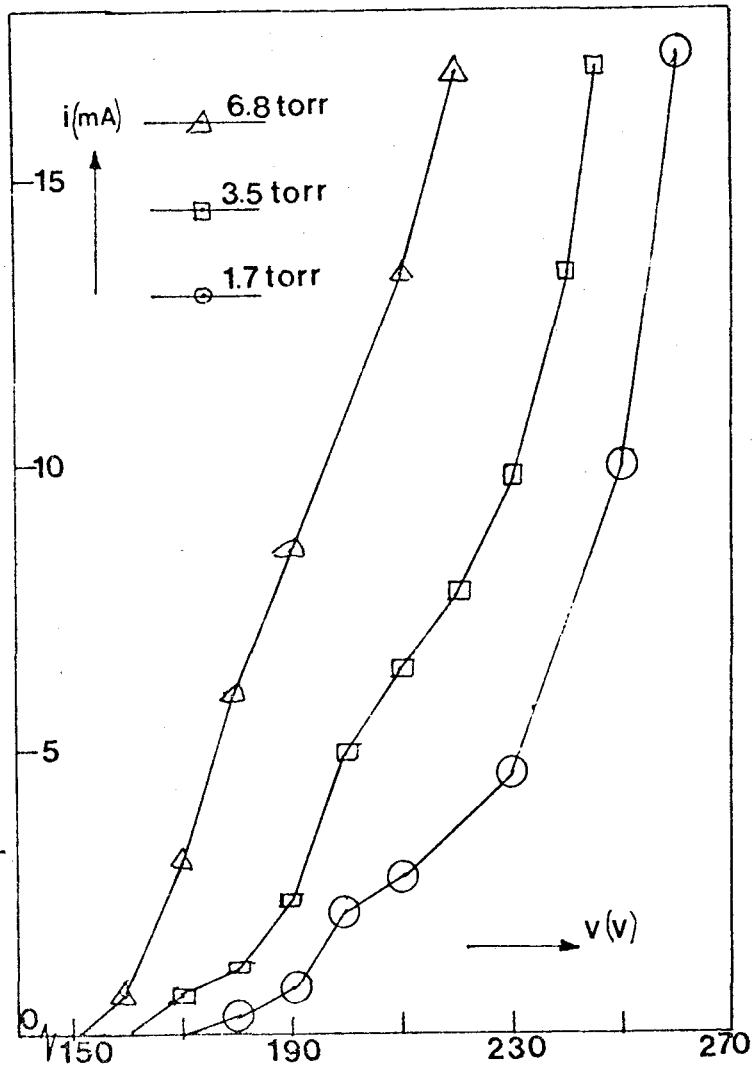


fig. 6.2

Stroom-spanningskarakteristiek voor verschillende drukken p_0 in de HKO.

Met behulp van de looptijdopstelling in de groep zijn metingen gedaan aan het snelheidsprofiel van de metastabielen (PER79). Ook is het snelheidsprofiel van de grondtoestandneutralen gemeten. Bij deze methode wordt de snelheid van de molekulen bepaald door de looptijd over een vaste looplengte l te meten. De snelheidsverdeling van de grondtoestandneutralen is supersoon, zoals voorspeld wordt door het produkt $p_0 d$ van de bronddruk en de diameter van het samplegatje (HAB77 en § 3 van dit hoofdstuk). De snelheidsverdeling van de metastabielen komt goed overeen met de snelheidsverdeling van de grondtoestandneutralen.

VI.2 De supersone expansie.

In deze paragraaf worden in het kort een aantal gebruikelijke parameters besproken voor supersone uitstroming aan de hand van HAB77. Beschouw de uitstroming in vacuüm uit een bronkamer met konstante dichtheid n_0 en temperatuur T_0 via een nozzle met straal R_1 . De uitstroming is supersoon als voor de vrije weglengte in de bronkamer λ geldt:

$$\lambda \ll 2R_1 \quad \text{m} \quad 6.3$$

De vrije weglengte λ wordt gegeven door:

$$\lambda = \frac{1}{n_0 Q \sqrt{2}} \quad \text{m} \quad 6.4$$

voor een bronkamerdruk $p_0 = 3$ torr en een botsingsdoorsnede $Q = 35 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ geldt $\lambda = 0.06$ mm, zodat aan 6.3 is voldaan. Aan het gedrag van supersone expansie is veel onderzoek verricht (HAB77). De totale gasstroom door de nozzle, \dot{N} , wordt gegeven door:

$$\dot{N} = f_1(\gamma) n_0 \alpha_0 \pi R_1^2 \quad \text{m}^{-3} \text{s}^{-1} \quad 6.5$$

met $\alpha_0 = (2KT_0/m)^{1/2}$, de thermische snelheid in de bronkamer en $\gamma = C_p/C_v$ de verhouding van de soortelijke warmtes. In deze paragraaf wordt verder gerekend met $\gamma = 5/3$ wat geldt voor een ideaal één-atomig gas. Er geldt:

$$f_1(5/3) = 0.513 \quad 6.6$$

De voorwaartse intensiteit $I(o)$ wordt gegeven door:

$$I(o) = k \frac{\dot{N}}{\pi} \quad \text{sterad}^{-1} \quad 6.7$$

met voor $\gamma = 5/3$ de waarde $\kappa = 1.98$ volgens theoretische beschrijvingen en $1.85 \leq \kappa \leq 1.95$ uit verschillende experimenten (BEY77, KAM79).

De bundel beweegt in de positieve x-richting. De oorsprong ligt in het vlak van de nozzle. Tijdens de adiabatische expansie van het gas neemt de temperatuur $T(x)$ af en de stroomsnelheid $u(x)$ toe. Behoud van enthalpie levert de relatie:

$$C_p T_o = \frac{1}{2} m u^2(x) + C_p T(x) \quad] \quad 6.8$$

Door de kwadratische afname van de dichtheid, stroomafwaarts van de uitstroomopening, neemt het aantal onderlinge botsingen af en de snelheidsverdeling 'vriest in' op een eindwaarde, die gekarakteriseerd wordt door u_F en T_F . In plaats van de thermische snelheid $\alpha_F = (2kT_F/m)^{1/2}$ wordt meestal de "speedratio" S_F gebruikt, die gedefinieerd is als:

$$S_F = u_F / \alpha_F \quad 6.9$$

De snelheidsverdeling voor de dichtheid wordt dan in goede benadering gegeven door:

$$P(v) dv \sim v^2 \exp - \left(\frac{v - u_F}{\alpha_F} \right)^2 \quad 6.10$$

De eindsnelheid u_F wordt benaderd door:

$$u_F = u_\infty \left(1 - \frac{3}{2} S_F^{-2} \right)^{1/2} \quad \text{m s}^{-1} \quad 6.11$$

voor $S_F \geq 3$. De snelheid u_∞ , d.w.z. de stroomsnelheid als $T_F = 0$, wordt gegeven door:

$$u_\infty = \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right)^{1/2} \alpha_o \quad \text{m s}^{-1} \quad 6.12$$

Metingen aan argon leveren het resultaat (HAB77)

$$S_F = 19.3 \left(\Xi / 100 \right)^{0.495} \quad 6.13$$

$$\Xi = 1.62 n_0 R_1 \left(\frac{C_6}{k T_0} \right)^{1/3} \quad 6.14$$

waarin C_6 de van der Waals konstante is. Voor neon (FAR73)

$C_6/k = 0.455 \cdot 10^{-55} \text{ K m}^6$. Invullen levert nu:

$$\Xi = 5.8 \cdot 10^{-19} (\text{K}^{1/3} \text{ m}^2) n_0 R_1 T_1^{-1/3} \quad 6.15$$

Voor $T_0 = 293 \text{ K}$ is het resultaat:

$$\Xi = 2.18 \left(\frac{n_0}{10^{23}} \right) \left(\frac{R_1}{2.5 \cdot 10^{-3}} \right) \quad 6.16$$

$$S_F = 2.91 \left(\frac{n_0}{10^{23}} \right)^{0.495} \left(\frac{R_1}{2.5 \cdot 10^{-3}} \right)^{0.495} \quad 6.17$$

Experimenteel is gebleken, dat al deze resultaten slechts in zeer geringe mate afhankelijk zijn van de geometrie stroomopwaarts van de uitstroomopening, de keel.

Om een indruk te krijgen van de wisselwerking van de supersone uitstroming met de gasontlading hebben we een schatting nodig van de stroming in het subsone gebied, d.w.z. stroomopwaarts van de keel. In de keel geldt voor de dichtheid $n(o)$, de stroomsnelheid $u(o)$, de temperatuur $T(o)$ en de thermische snelheid $\alpha(o)$:

$$n(o)/n_0 = 0.65 \quad a$$

$$u(o)/u_\infty = 0.50 \quad b$$

$$\alpha(o)/\alpha_0 = 0.88 \quad 6.18$$

$$T(o)/T_0 = 0.77 \quad c$$

d

De continuïteitsvergelijking luidt:

$$\dot{N} = n(x) \cdot u(x) \cdot A(x) \quad 3^{-1} \quad 6.19$$

waarin $A(x)$ de oppervlakte van de stroombuis loodrecht op de stroomlijnen is en x de afstand op de bundel-as van het oppervlak tot aan de keel.

In de keel is $A(x)$ minimaal en wordt gegeven door:

$$A_1 = A(0) = \pi R_1^2 \quad 6.20$$

De deeltjesdichtheid en de snelheidsspreiding zijn konstant op een oppervlak en worden gegeven door:

$$n(x)/n_0 = (1-u^{*2})^{\frac{1}{\delta-1}} \quad 6.21$$

$$\alpha(x)/\alpha_0 = (1-u^{*2})^{1/2} \quad 6.22$$

waarin u^* de gereduceerde stroomsnelheid is.

Invullen van 6.5 en 6.21 in 6.19 geeft met 6.20:

$$A(x)/A_1 = f_2^{-1}(y) \frac{1}{u^*} \frac{1}{(1-u^{*2})^{\frac{1}{\delta-1}}} \quad 6.23$$

met $f_2(5/3) = 3.079$. Als de vorm van de stroombuis bekend is, en dus $A(x)$, kan met 6.23 $u^*(x)$ berekend worden. Uit 6.21 en 6.22 volgen daarna $n(x)/n_0$ en $\alpha(x)/\alpha_0$.

VI.3 De gasontlading

Om een schatting van de dichtheid n_m van metastabiele neon-atomen in de bundel te kunnen geven, moet de dichtheid n_m in de bron bekend zijn. Vervolgens moet dan nog de invloed van de uitstroming worden nagegaan. Om n_m te bepalen wordt een eenvoudig model voor bevolking en ontvolking van de metastabiele nivo's aangenomen.

Het belangrijkste bevolkingsproces is directe excitatie bij botsing tussen een elektron en een grondtoestand neon-atoom volgens:



waarbij Ne een grondtoestand neon-atoom is en Ne^* een metastabiel neon-atoom. De bijdrage tot de balansvergelijking wordt voor dit proces:

$$\dot{n}_{m,1} = k_1 n_e n_g \quad m^{-3} s^{-1} \quad 6.25$$

met n_e de elektronen dichtheid en n_g de dichtheid van de neutrale neonatomen in de grondtoestand, die in het vervolg gelijk gesteld wordt aan de totale deeltjesdichtheid n_0 . De reactie-konstante k_1 van dit proces is gedefinieerd

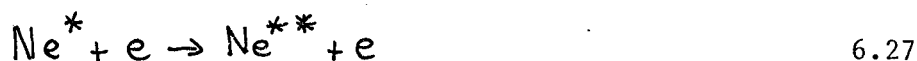
als:

$$k_1 = \int_{g(\Delta E)}^{\infty} g Q(g) f(g) dg \quad m^3 s^{-1} \quad 6.26$$

met g de relatieve snelheid tussen elektron en neon-atoom, $Q(g)$ de botsingsdoorsnede en $f(g)$ de verdeling van g , welke voornamelijk bepaald wordt door de snelheidsverdeling van de elektronen. Het energieverval tussen metastabiel nivo en grondnivo is ΔE .

Bij het citeren van numerieke waarden van reactie-konstantes moet men er op verdacht zijn dat andere snelheidsverdelingen $f(g)$ een belangrijke rol kunnen spelen.

De belangrijke ontvolkingsprocessen zijn botsingen van metastabielen met elektronen of grondtoestand atomen.



waarin Ne^{**} een niet metastabiel geëxciteerd neon-atoom is. De rate-equations zijn:

$$\dot{n}_{m,2} = -k_2 n_e n_m \quad m^{-3} s^{-1} \quad 6.29$$

$$\dot{n}_{m,3} = -k_3 n_0 n_m \quad m^{-3} s^{-1} \quad 6.30$$

In evenwicht geldt $\dot{n}_m = 0$ zodat uit 6.25, 6.29 en 6.30 volgt:

$$n_m = \frac{k_1 n_e n_0}{k_2 n_e + k_3 n_0} \quad m^{-3} \quad 6.31$$

Door botsing met de wand treedt er echter een extra ontvolkingsproces op.

Het gevolg is diffusie van metastabielen naar de wand waar $n_m = 0$.

Neem nu een ontlading voor $x < 0$ en een wand ter plaatse $x = 0$. De ontvolking ter plaatse x ten gevolge van de diffusie wordt dan gegeven door:

$$\dot{n}_{m,4} = D \frac{d^2 n_m(x)}{dx^2} \quad m^{-3} s^{-1} \quad 6.32$$

waarin D de diffusie-konstante is. In evenwicht geldt nu:

$$k_1 n_e n_0 = k_2 n_e n_m + k_3 n_0 n_m - D \frac{d^2 n_m}{dx^2} \quad m^{-3} s^{-1} \quad 6.33$$

Met de randvoorwaarden $n_m(0) = 0$ en $\left. \frac{dn_m}{dx} \right|_{x \rightarrow -\infty} = 0$ volgt hieruit:

$$n_m(x) = n_m(-\infty) \left(1 - e^{x/\alpha}\right) \quad m^{-3} \quad 6.34$$

waarin $n_m(-\infty)$ de dichtheid ver van de wand is zoals die gegeven wordt door 6.31. De afstand α is een maat voor de afstand waarop de wand nog invloed op n_m uitoefent. Voor α geldt:

$$\alpha = \left(\frac{D}{k_2 n_e + k_3 n_0} \right)^{1/2} \quad m \quad 6.35$$

Voor $k_2 n_e > 100 k_3 n_0 \quad s^{-1} \quad 6.36$

kan $n_m(-\infty)$ benaderd worden door:

$$n_m(-\infty) = \frac{k_1}{k_2} n_0 \quad m^{-3} \quad 6.37$$

en is dan onafhankelijk van n_e , m.a.w. de dichtheid is verzadigd.

Voor de diffusiecoëfficiënt D van metastabielen in de ontleding geldt: (STE79):

$$D = D^*/n_0$$

waarin D^* alleen afhankelijk is van de temperatuur T_0 .

In verzadiging kan de grenslaagdikte α benaderd worden door:

$$\alpha = \left(\frac{D^*}{k_2 n_e n_0} \right)^{1/2} \quad 6.38$$

Nu kunnen numerieke waarden in het model worden ingevuld en de antwoorden kunnen worden vergeleken met beschikbare metingen. Als eerste benadering mag worden aangenomen, dat de stroomdichtheid in de ontleding $j_e \sim n_e$ (H0077). Voor k_2 , k_3 en D^* worden de waardes gebruikt die Steenhuisen (STE79) opgeeft. Uit metingen van de Hoog aan een dergelijke ontleding blijkt verzadiging op te treden (H0077). Uit deze metingen kan een waarde voor k_1/k_2 worden afgeleid en de stroomdichtheid $j_{e,verz}$ worden bepaald, waarvoor verzadiging begint op te treden en is voldaan aan 6.36. Absorptiemetingen van de Hoog (H0079) geven een waarde voor α bij een bepaalde j_e . Resultaten en konklusies worden samengevat in tabel 6.1.

Fysische resultaten

P_o	torr	10	3	
$n_m(-\infty)$	m^{-3}	$10 \cdot 10^{17}$	$3 \cdot 10^{17}$	1)
K_2	$m^3 s^{-1}$		$7 \cdot 10^{-14}$	2)
K_3	$m^3 s^{-1}$		$3.4 \cdot 10^{-21}$	2)
D^*	$m^{-1} s^{-1}$		$4.9 \cdot 10^{20}$	2)
$j_{e, verz.}$	$A m^{-2}$	500	150	1)
α	m		10^{-4}	3)

Hieruit via het model afgeleide waarden

k_1	$m^{-3} s^{-1}$		$2 \cdot 10^{-19}$	4)
$\alpha \sqrt{n_e}$	$m^{-\frac{1}{2}}$	$1.5 \cdot 10^5$	$2.6 \cdot 10^5$	5)
n_e / j_e	$A^{-1} m^{-1}$		$3.4 \cdot 10^{15}$	6)
n_e	m^{-3}		$5 \cdot 10^{17}$	7)
α	m		$3.6 \cdot 10^{-4}$	7)

Tabel 6.1 De parameters van het model voor de neon-metastabielen dichtheid in de HKO.

- 1) metingen zijn gedaan bij 10 torr (H0077). Hieruit zijn waarden voor 3 torr geëxtrapoleerd.
- 2) uit (STE79)
- 3) Meting bij $j_e = 2000 A m^{-2}$ (H0079)
- 4) via vergelijking 6.30
- 5) via vergelijking 6.30
- 6) uit de waarden van $\alpha \sqrt{n_e}$ volgens deze tabel
- 7) voor $j_e = 150 A m^{-2}$

De door ons gebruikte stroomdichtheden liggen in het gebied

$$80 < j_e < 800 \quad \text{A m}^{-2}$$

De bijbehorende α 's zijn een orde kleiner dan de kathode diameter.

Dit betekent, dat de metastabielen dichtheid alleen dicht bij de wand beïnvloed wordt door diffusieverliezen.

VI.4 De uitstroming

Model voor uitstroming uit de ontlading

In de buurt van de uitstroomopening wordt de gasontlading verstoord door de uitstroming. Factoren, die een rol spelen zijn de in de richting van de uitstroomopening afnemende dichtheid en temperatuur en de toenemende stroomsnelheid (fig. 6.4).

De invloed van de dichtheidsafname en temperatuurafname wordt voorlopig verwaarloosd, omdat bij de uitstroomopening de dichtheid altijd nog 65% van n_0 is en de temperatuur 77% van T_0 . We kiezen voor ons model een effectieve grenslaag tussen de ontlading en de uitstroming. Deze grenslaag wordt gevormd door een oppervlak $A(x_1)$ loodrecht op de stroomlijnen. We nemen aan, dat aan de ene kant van het oppervlak een ongestoorde gasontlading plaatsvindt en aan de andere kant een ongestoorde uitstroming (fig. 6.3). De positie van het oppervlak x_1 wordt daarom zo gekozen, dat de stroomsnelheid op het oppervlak gelijk is aan de snelheid van de diffusiestroom u_{dif} .

Aanname voor de stroming in het subsone gebied.

Om $u(x_1)$ te bepalen moet eerst een aanname voor de vorm van de stroombuis gedaan worden. Wij kiezen:

$$A(x) = \pi R_1^2 \left(1 + 2|x^*| + \frac{\pi}{2} x^{*2} \right) \quad 6.39$$

Dit zijn oppervlakken zoals aangegeven in fig. 6.3. Voor grote waarden van x^* kunnen deze benaderd worden door boloppervlakken. Door deze aanname zijn $u^*(x^*)$, $n_0(x^*)/n_0$ en $\alpha(x^*)/\alpha_0$ bepaald door de vergelijkingen 6.23, 6.21 en 6.22.

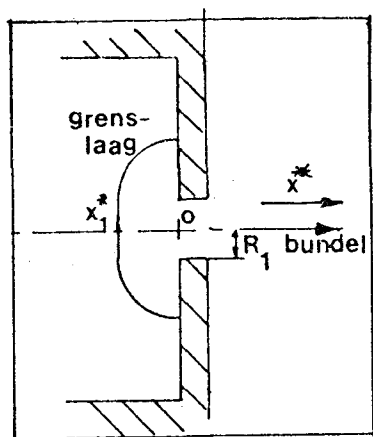


fig. 6.3

De vorm van de gekozen uitstroomoppervlakken $A(x)$.

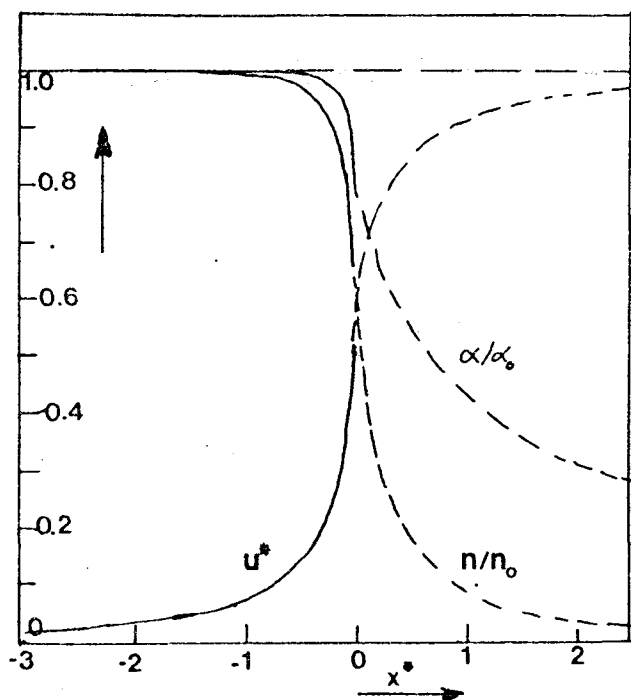


fig. 6.4

De gereduceerde uitstroomsnelheid u^* , de gereduceerde dichtheid n/n_0 en de gereduceerde thermische snelheid α/α_0 als functie van de gereduceerde afstand tot de uitstroomopening x^* .

Uit fig. 6.4 blijkt, dat voor deze aanname de stroomsnelheid toeneemt van 10% naar 50% van zijn eindwaarde vanaf $x = -R_1$ tot in de uitstroomopening. In hetzelfde gebied neemt de dichtheid af van 99% van de dichtheid in de bron, n_0 , tot 65%. De temperatuur en de thermische snelheid nemen nog dichter bij de uitstroomopening pas merkbaar af en zijn in de uitstroomopening minder afgenomen dan de dichtheid.

Voor de bemonstering van de metastabiele neon-atomen uit de ontlading is de uitstroomtijd van belang. Dit is de tijd, die een atoom nodig heeft om vanuit de gasontlading via de nozzle in een gebied met lage dichtheid te komen. Voorlopig wordt de grens van dit gebied bij $x^* = 1.5$ gelegd.

De gereduceerde uitstroomtijd t_u^* vanaf x_1^* wordt dan gegeven door:

$$t_u^*(x_1^*) = \int_{x_1^*}^{1.5} \frac{dx^*}{u^*} \quad \curvearrowright \quad 6.40$$

De werkelijke tijd $t_u(x_1^*)$ wordt dan gegeven door:

$$t_u(x_1^*) = t_u^*(x_1^*) \cdot \tau_0 \quad \curvearrowright \quad 6.41$$

met
$$\tau_0 = R_1 / u_\infty \quad \curvearrowright \quad 6.42$$

In fig. 6.5 is $t_u^*(x_1^*)$ weergegeven, welke numeriek benaderd is via een benadering van u^{*-1} als functie van x^* .

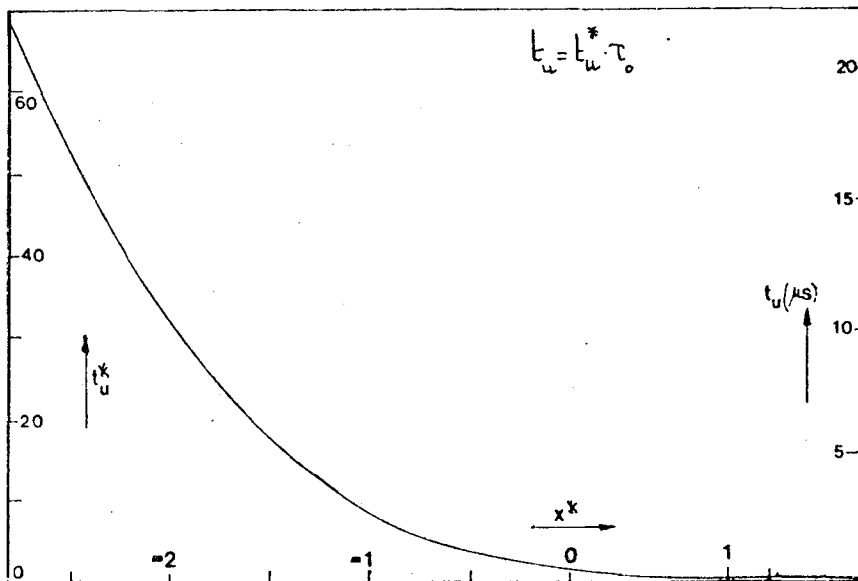


fig. 6.5

De gereduceerde uitstroomtijd t_u^* en de werkelijke uitstroomtijd t_u voor $\tau_0 = 3.4 \cdot 10^{-7}$ s ($u_\infty = 780 \text{ ms}^{-1}$ en $R_1 = 0.25 \cdot 10^{-3}$ m) vanaf het punt x_1^* tot $x^* = 1.5$ als functie van s_1 .

De invloed van de diffusiesnelheid en de gasontlading op de metastabielen voorbij de grenslaag.

Voor de diffusiesnelheid u_{dif} nemen we aan:

$$u_{\text{dif}} = J / n_m(-\infty) \quad \text{m s}^{-1} \quad 6.43$$

met

$$J = D \left. \frac{dn_m(x)}{dx} \right|_{x=0} \quad \text{m}^2 \text{s}^{-1} \quad 6.44$$

de diffusiestroom naar de wand. Voorbij de grenslaag zal afvoer door de uitstroming overheersen boven diffusie verliezen naar de kathodewand. Alleen volume-processen zijn nu nog mogelijk. De tijdconstante τ_v voor deze volume-processen, botsingen met elektronen en atomen, wordt volgens 6.33 en 6.34 gegeven door:

$$\frac{1}{\tau_v} = \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} = k_2 n_e + k_3 n_0 \quad \text{s}^{-1} \quad 6.45$$

Voor $n_e = 5 \cdot 10^{17}$ en $n_0 = 5 \cdot 10^{22}$ geeft dit $\tau_v = 30 \mu\text{s}$.

Uit 6.43 en 6.44 is met behulp van de dichtheidsverdeling bij de wand, 6.38, en de uitdrukking voor α , 6.42, af te leiden, dat:

$$u(x_1^*) = u_{\text{dif}} = (D^* k_2 n_e / n_0)^{1/2} \quad \text{m s}^{-1} \quad 6.46$$

zodat voor $n_e = 5 \cdot 10^{17}$, $n_0 = 5 \cdot 10^{22}$ en $u_\infty = 780 \text{ m s}^{-1}$ geldt $u^*(x_1^*) = 0.025$. De punt ligt bij $x_1^* = -2.2$. De uitstroomtijd vanaf dit punt naar $x^* = 1.5$ is $t_u = 12 \mu\text{s}$. Met $\tau_v = 30 \mu\text{s}$ betekent dit dat de invloed van de volume-processen gering is, en voorlopig verwaarloosd mag worden.

Een extra verlies bij de uitstroming is diffusie naar de wand van de uitstroomopening, die als een cilinder beschouwd kan worden. De karakteristieke tijd voor diffusie, τ_d , is (STE79):

$$\tau_d = \frac{R_1^2}{2.4^2} \cdot \frac{n_0}{D^*} \quad \text{s} \quad 6.47$$

waarbij de term voor de eindwanden van de cilinder is weggelaten, omdat deze in ons geval niet aanwezig zijn.

Voor $R_1 = 0.25 \text{ mm}$ en $n_0 = 5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ geldt $\tau_d = 1 \mu\text{s}$. De transmissie door de uitstroomopening T_n wordt dan gegeven door:

$$T_n = e^{-t_n/\tau_d} \quad 6.48$$

waarin t_n de tijd is, dat een atoom de wand van de uitstroomopening "ziet". Hiervoor wordt de uitstroomtijd vanaf $x^* = -1$ genomen. Voor neon met $R_1 = 0.25 \text{ mm}$ en $u_\infty = 780 \text{ m s}^{-1}$ volgt dan uit fig. 6.5 dat $t_n = 2.5 \mu\text{s}$, zodat $T_n = 0.08$.

De voorwaartse intensiteit van de metastabielen-bundel

De metastabielen dichtheid $n_m(x_1)$ ter plaatse van de effectieve wand $A(x_1)$ is afhankelijk van de afstand tot de echte kathodewand volgens 6.34, en is dus niet konstant over het gehele oppervlak. De gemiddelde metastabielen dichtheid op dit oppervlak wordt gegeven door:

$$\bar{n}_m(A(x_1)) = \frac{1}{A(x_1)} \int_{A(x_1)} n_m(x) dA(x_1; x) \quad \text{m}^{-3} \quad 6.49$$

waarin $dA(x_1; x)$ een oppervlakte-elementje van $A(x_1)$ is op een afstand $|x|$ van de kathodewand. Uitwerken geeft:

$$\bar{n}_m(A(x_1)) = n_m(-\infty) (1 - e^{\alpha x_1^*/a^* + 2I}) / A(x_1^*) \quad \text{m}^{-3} \quad 6.50$$

waarin $\alpha^* = \alpha/R_1$ de gereduceerde diffusie afstand is en I de integraal:

$$I = \int_{x_1^*}^0 [1 + (x_1^{*2} - x^{*2})^{1/2}] \cdot [1 - e^{\alpha^* x^*/a^*}] dx^* \quad 6.51$$

De metastabielenstroom wordt nu gegeven door 6.19:

$$\dot{N}_m = \bar{n}_m(A(x_1)) \cdot u(x_1) \cdot A(x_1) \quad \text{m}^3 \text{s}^{-1} \quad 6.52$$

Rekening houdend met diffusieverliezen in de nozzle wordt de voorwaartse intensiteit van de bundel metastabielen volgens 6.7:

$$I_m(0) = \bar{n}_m(A(x_1)) \cdot u(x_1) \cdot A(x_1) \cdot e^{-t_n/\tau_d} \quad \text{s}^{-1} \text{sterad}^{-1} \quad 6.53$$

Uit fig. 6.6 blijkt, dat zowel de dichtheid n_0 als de straal van de uitstroomopening R_1 een aanzienlijke invloed op $I_m(o)$ hebben volgens dit model. Bij toenemende deeltjesdichtheid n_0 nemen zowel τ_d als $n_m(-\infty)$ toe, die beide een toename van $I_m(o)$ veroorzaken.

Als de straal R_1 toeneemt, neemt de transmissie T_n toe, omdat $t_n/\tau_d \sim R_1^{-1}$, verder neemt $A(x_1)$ en daarmee \dot{N}_m evenredig met R_1^2 toe.

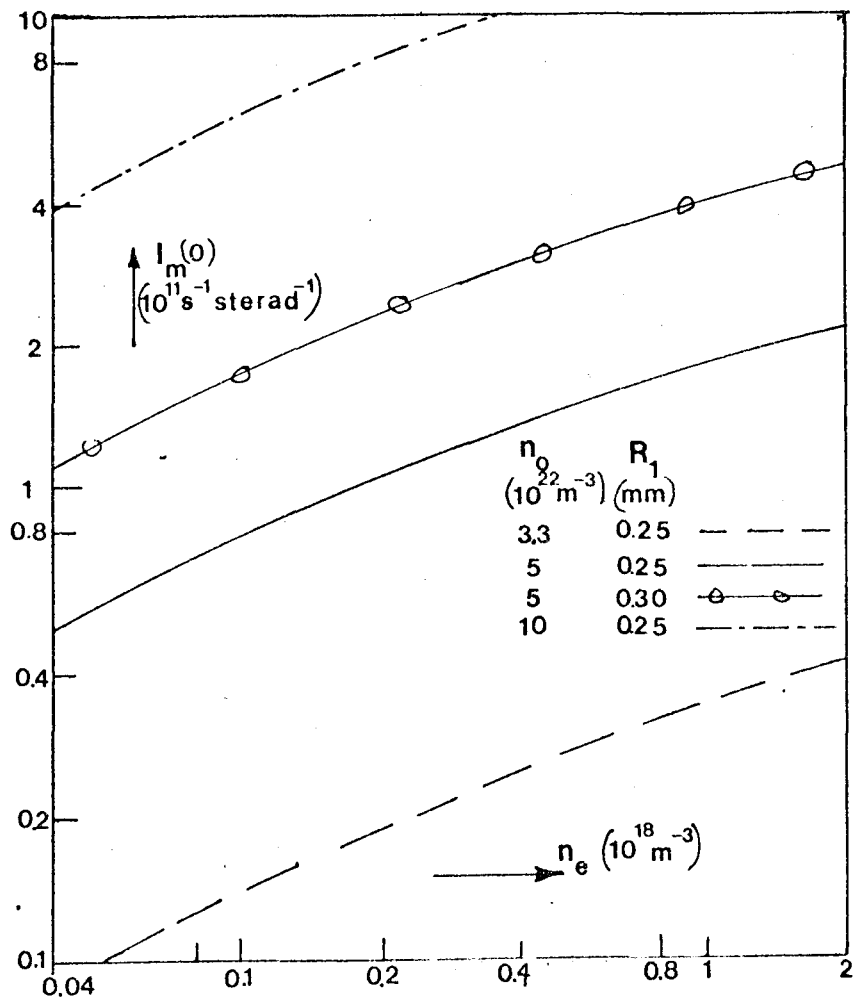


fig. 6.6

De theoretische voorwaartse intensiteit $I_m(o)$ als functie van de elektronendichtheid n_e voor verschillende waarden van de deeltjesdichtheid n_0 en de straal van de uitstroomopening R_1 .

VI.5 De meetresultaten

Uit de gemeten snelheidsverdelingen van de metastabielen en van de grondtoestand-neutralen zijn met een algemene-kleinste-kwadraten analyse de parameters bepaald, die de snelheidsverdeling beschrijven. Hierbij worden de gemeten snelheidsverdelingen gefit met de supersone snelheidsverdeling voor de bundeldichtheid:

$$P(v) dv = c v^2 \exp -\left(\frac{v - u_F}{\alpha_F}\right)^2 dv \quad 6.54$$

De fitparameters zijn de stroomsnelheid u_F , de speedratio $S_F = u_F/\alpha_F$ en de evenredigheidskonstante c .

Deze snelheidsverdeling wordt getransformeerd naar het gemeten detector-signaal voor een looptijdmeting van grondtoestand neutralen(dichtheids-detektor) en metastabielen(flux-detektor).

De berekeningen zijn uitgevoerd met de B7700-computer van het rekencentrum van de THE. De berekeningen zijn gedaan met een in de groep molekuulbundels ontwikkeld pakket standaard-procedures, de time-of-flight procedures.

Deze bevatten onder andere een algemene kleinste-kwadraten analyse.

Figuur 6.7 geeft een gemeten snelheidsverdeling van de metastabielen en een van de grondtoestand neutralen. Op de horizontale as is niet de snelheid v maar de looptijd $t_1 = l/v$ uitgezet, waarin l de looplengte is. De getrokken curves zijn de uit de meting berekende "beste" snelheidsverdelingsfuncties. In de figuur zijn verder nog 5 x vergroot de afwijkingen tussen de meetpunten en de berekende functie uitgezet.

Uit tabel 6.2, waarin de resultaten worden weergegeven van de metingen uit figuur 6.7, blijkt, dat de snelheidsverdelingen van de metastabielen en de grondtoestandneutralen vrijwel gelijk zijn. De eindsnelheid u_F van de metastabielen ligt enigszins hoger dan die van de grondtoestand neutralen. Hetzelfde geldt voor de speedratio S_F .

SUPERSOONFUNCTIEVELD4

79 NOV 1 19:19 TEKNR 7 IDNR79091352

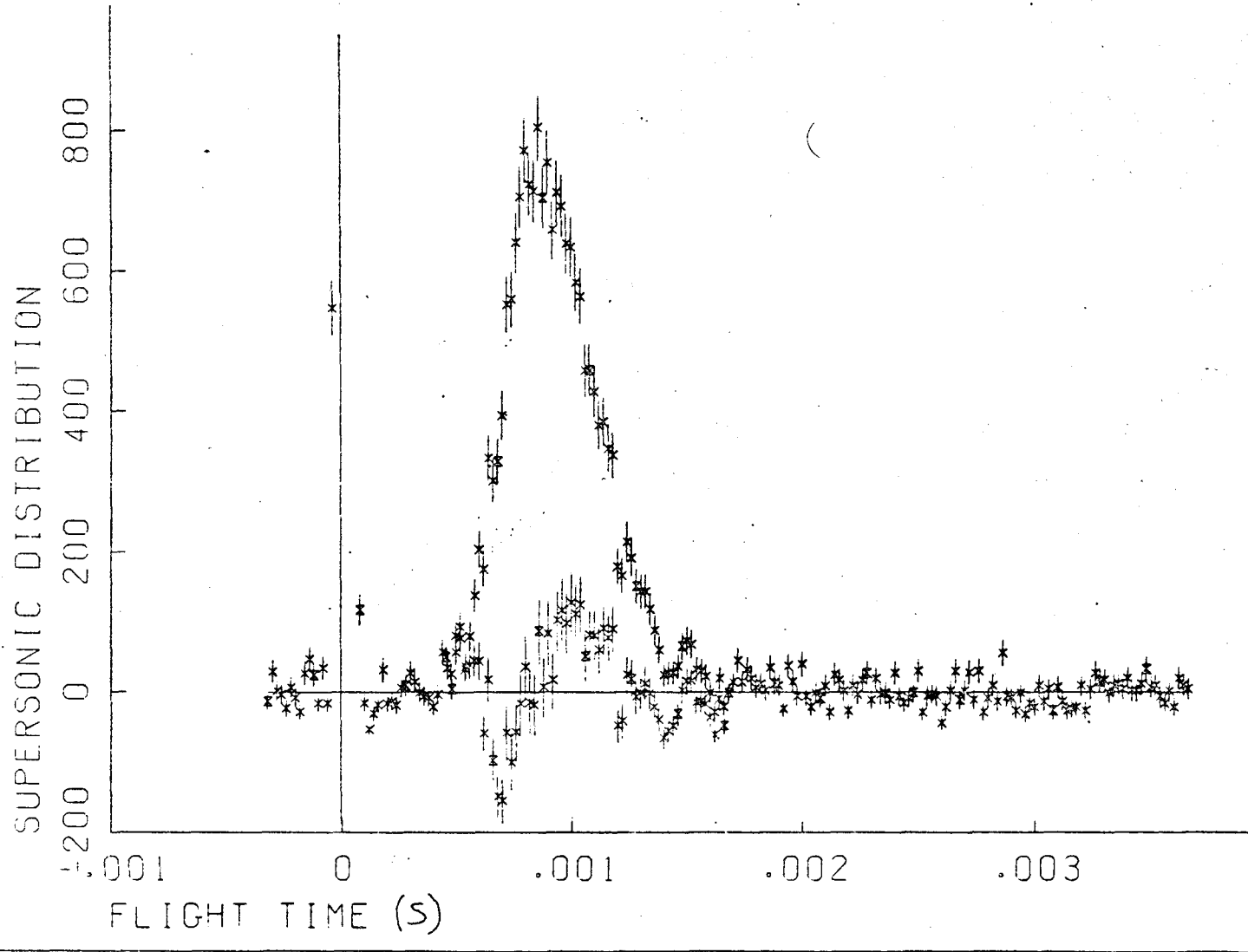


fig. 6.7a Gemeten looptijdspectrum voor metastabiele neon-atomen. In de figuur is de afwijking tussen de meting en het daaruit berekende looptijdspectrum weergegeven. looppengte = 0.746 m, meettijd = 182 s.

SUPERSONFUNCTIEVELD3

79 NOV 1 19:21 TEKNR13 IDNR79091752

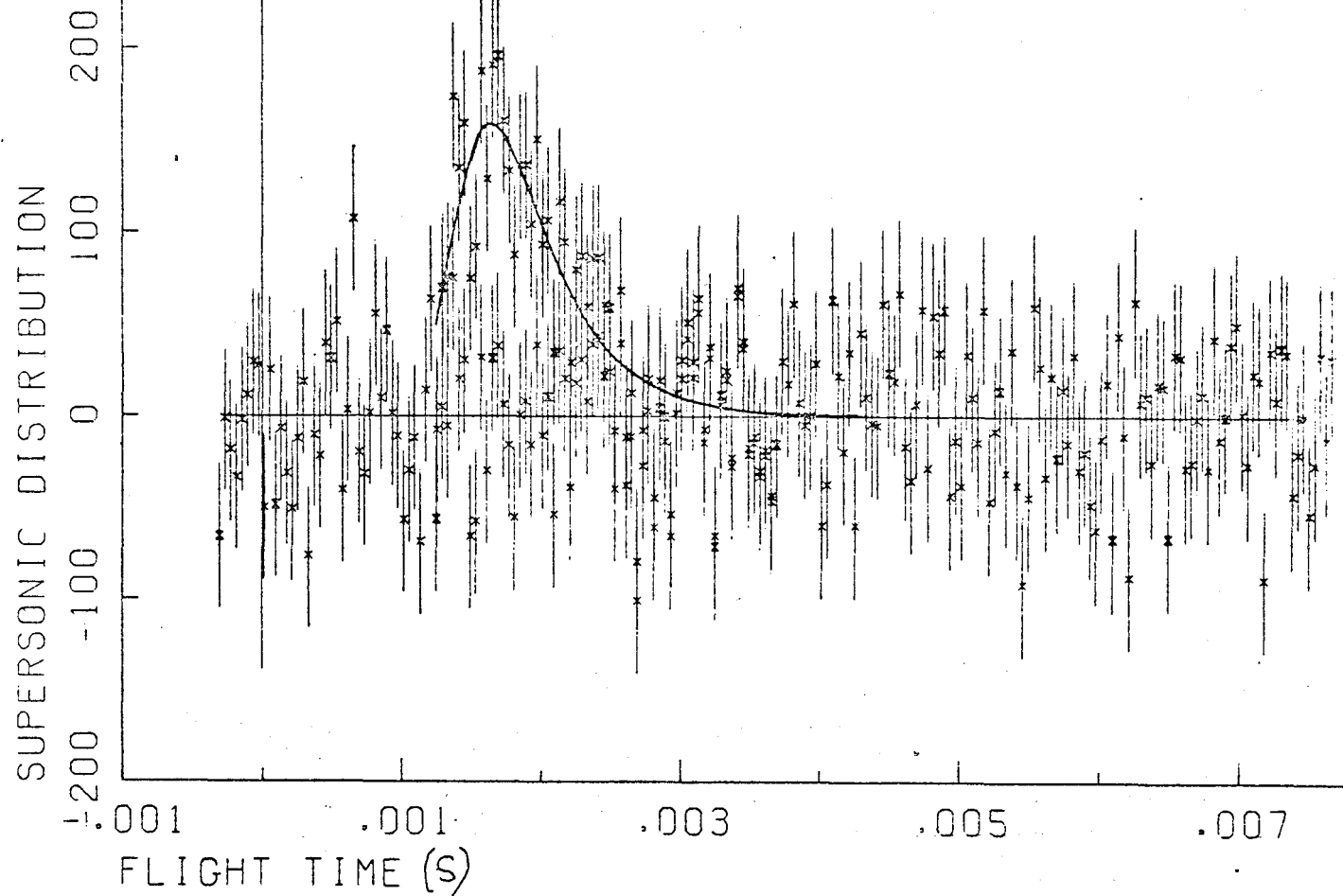


fig. 6.7b Gemeten en daaruit berekend looptijdspectrum voor grondtoestand-neutralen van neon. In de figuur is het verschil tussen meting en berekening weergegeven (het kleurverschil is weggefallen).
 looplengte = 1.3461 m, meettijd = 1818 s.

	Metastabiel	Grondtoestandneutraal	Theorie
Notering	57983435	79091752	
n_o (m^{-3})	$5 \cdot 10^{22}$	$5 \cdot 10^{22}$	
R_1 (m)	$0.25 \cdot 10^{-3}$	$0.25 \cdot 10^{-3}$	
S_F	2.76 ± 0.06	2.62 ± 0.42	2.06
u_F ($m \cdot s^{-1}$)	731.2 ± 4.5	664.2 ± 33.2	627

Tabel 6.2 Waarden van de parameters voor de supersone snelheidsverdelingen van metastabielen en grondtoestandsneutralen onder dezelfde omstandigheden.

In fig. 6.8 worden meetresultaten van de speedratio S_F en de stroomsnelheid u_F als functie van $n_o \cdot R_1$, dichtheid in de bron * straal van de uitstroomopening, vergeleken met het verloop zoals dat door 6.16 en 6.11 wordt gegeven. De toename van S_F komt kwalitatief goed overeen met de voorspelde toename. De gemeten waarden van de speedratio S_F liggen ca. 30% hoger dan de voorspelde waarden. De experimentele resultaten worden kwalitatief goed beschreven door:

$$S_F = 4.71 \cdot 10^{-8} [n_o R_1 (m^{-2})]^{0.495} \quad 6.55$$

Deze lijn is getekend in fig. 6.8. De gemeten stroomsnelheden u_F suggereren, dat de effectieve brontemperatuur van de metastabielen hoger is dan die van de grondtoestand neutralen.

Bij de keus van een effectieve brontemperatuur $T_{o,eff} = 330$ K, zodat $u_o(330K) = 830$ m s⁻¹, vinden we een goede overeenstemming met vergelijking

6.11 als we de experimentele uitdrukking 6.55 voor S_F gebruiken. Een

vergelijking voor u_F verschijnsel is niet direct voor handen en het verschijnsel is verder onderzocht worden.

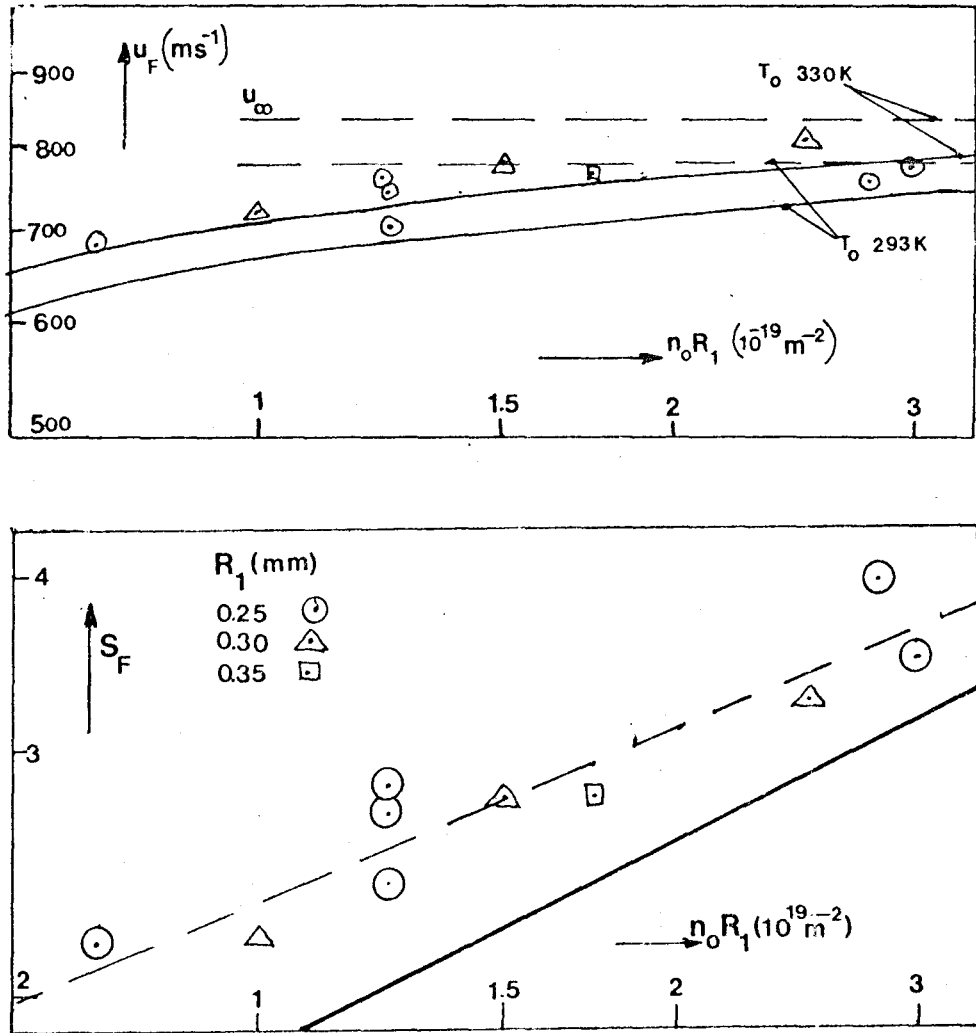


fig. 6.8

Meetwaarden voor metastabielen en theoretische krommen (getrokken lijn) van de uitstroomsnelheid u_F en de speed-ratio S_F als functie van $n_0 R_1$ de dichtheid in de bron \times de straal van de uitsroomopening.

De theoretische kromme voor u_F is berekend met $u_\infty = 830 \text{ ms}^{-1}$ ($T_0 = 330 \text{ k}$) en de experimentele waarden voor S_F .

In fig. 6.9 worden gemeten waardes van de voorwaartse intensiteit $I_m(o)$ vergeleken met de theoretische curves zoals, die gegeven worden door 6.53 en fig. 6.6. Om de meetresultaten als functie van n_e te geven is gebruik gemaakt van de conversieparameter uit tabel 6.1:

$$n_e = 3.4 \cdot 10^{-5} (\text{A}^{-1} \text{ m}^{-1}) \text{ de } m^{-3} \quad 6.56$$

Het blijkt, dat theorie en praktijk voor de invloed van R_1 goed overeenstemmen. De helling van de meetresultaten is duidelijk groter dan van de theorie. Een mogelijke oorzaak hiervan is de verwaarlozing van volumeprocessen voorbij de effectieve wand. We gaan ervan uit dat door de volumeprocessen de metastabiëlendichtheid zal toenemen naar de evenwichtswaarde $n_m(-\infty)$ met tijdconstante τ_v .

Omdat in verzadiging geldt $\tau_v \sim n_e^{-1}$ kan hiermee de grotere helling verklaard worden.

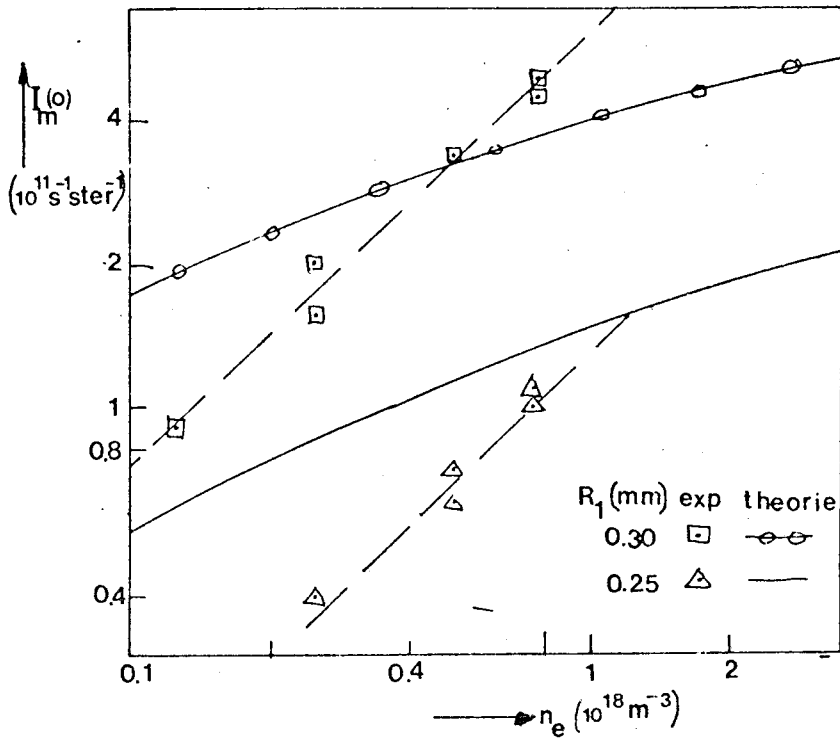


fig. 6.9

Gemeten waarden en het uit het model berekende verloop van de voorwaartse intensiteit $I_m(0)$ als functie van de elektronendichtheid n_e voor $R_1 = 0.25 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ en $R_2 = 0.30 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ (straal van de uitstroomopening). De dichtheid $n_0 = 5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$.

Fig. 6.10 geeft een aantal meetresultaten van de voorwaartse intensiteit $I_m(0)$ als functie van de elektronendichtheid n_e met als parameter de dichtheid in de bron n_0 . Als deze figuur vergeleken wordt met fig. 6.6 blijkt dat de invloed van de dichtheid n_0 in werkelijkheid veel geringer is dan volgens het model.

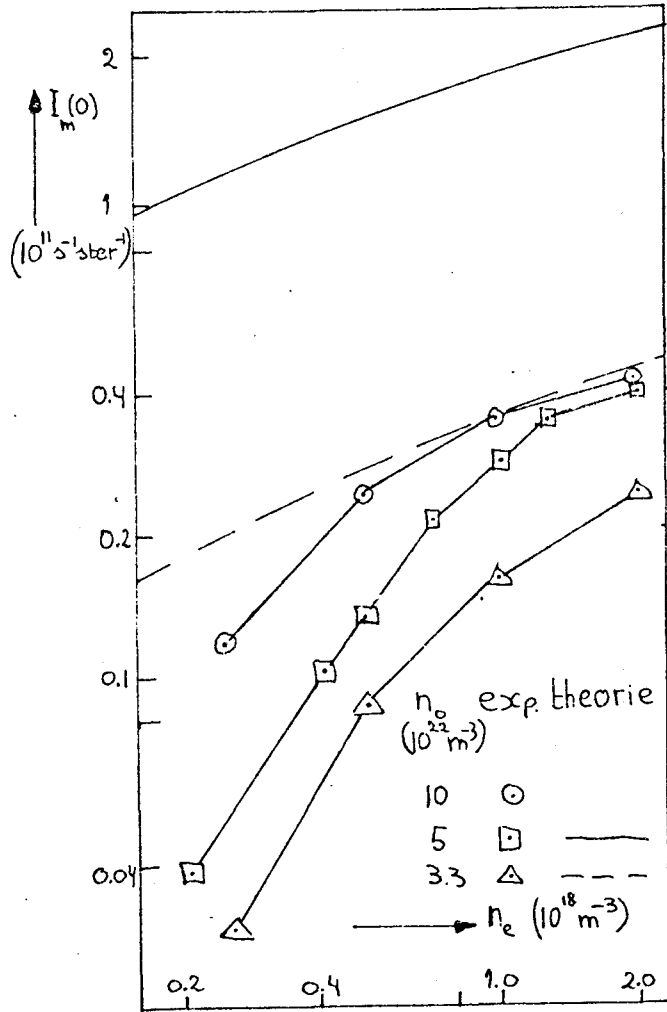


fig. 6.10

De voorwaartse intensiteit $I_m(0)$ als functie van de elektronendichtheid n_e met als parameter de dichtheid n_0 .

De grootste bijdrage van n_0 in het model wordt geleverd door de diffusie tijdkonstante τ_d , die evenredig verondersteld is met n_0 (6.46). In het gebied waar diffusieverliezen plaatsvinden, vindt een sterke afname van de dichtheid $n(x)$ plaats (fig. 6.4). Daarom moet met een kleinere waarde van n_0 gerekend worden bij de bepaling van de diffusietijdkonstante τ_d . Bovendien moet de invloed op τ_d van de sterke afname van $n(x^*)$ in de uitstroomopening in rekening gebracht worden.

VI.6 Konklusies

Uit de gemeten voorwaartse intensiteit $I_m(o)$ blijkt, dat deze ongeveer een grootte-orde lager ligt dan a priori in par. 1 verwacht werd op grond van metingen van de metastabielen dichtheid in een zelfde ont-lading(H0077). Dit wordt echter eenvoudig verklaard door de diffusiever-liezen tijdens de uitstroming.

De snelheidsverdeling van de metastabielen is supersoon. De gemeten waarden voor de stroomsnelheid u_F liggen hoger dan verwacht wordt. Dit moet nog nader onderzocht worden.

Het zeer eenvoudige model, dat hier gebruikt wordt, beschrijft een aantal effecten bevredigend. De invloed van de straal van de uitstroom-opening R_1 en van de elektronendichtheid n_e op de voorwaartse intensiteit $I_m(o)$ kunnen goed voorspeld worden met het model. De invloed van de dichtheid wordt nog niet goed verklaard door het model. Op dit punt kan het model echter nog duidelijk verfijnd worden.

VII.1

Inleiding.

De gehele referentie-opstelling bestaat nu uit een bron, een strooiholte en een detector. De bron, die in hoofdstuk VI is besproken, zorgt voor een bundel metastabiele neon-atomen. In de strooiholte wordt deze bundel gekruist met de fotonenbundel. Het aantal fluorescentiefotonen, dat hierbij wordt geproduceerd, wordt met een fotomultipliër gedetekteerd. De gehele opstelling is ondergebracht in een bestaande vacuümruimte, "kist I". Dit is een aluminiumkist met afmetingen 300 x 300 x 2000 mm³. Het vacuüm wordt verzorgd door drie oliediffusiepompen met pompsnelheden van 300, 700 en 800 l s⁻¹. Fig. 7.1 geeft een bovenaanzicht van de uiteindelijke opstelling. In de volgende paragrafen worden de verschillende onderdelen besproken die nog niet aan de orde zijn geweest.

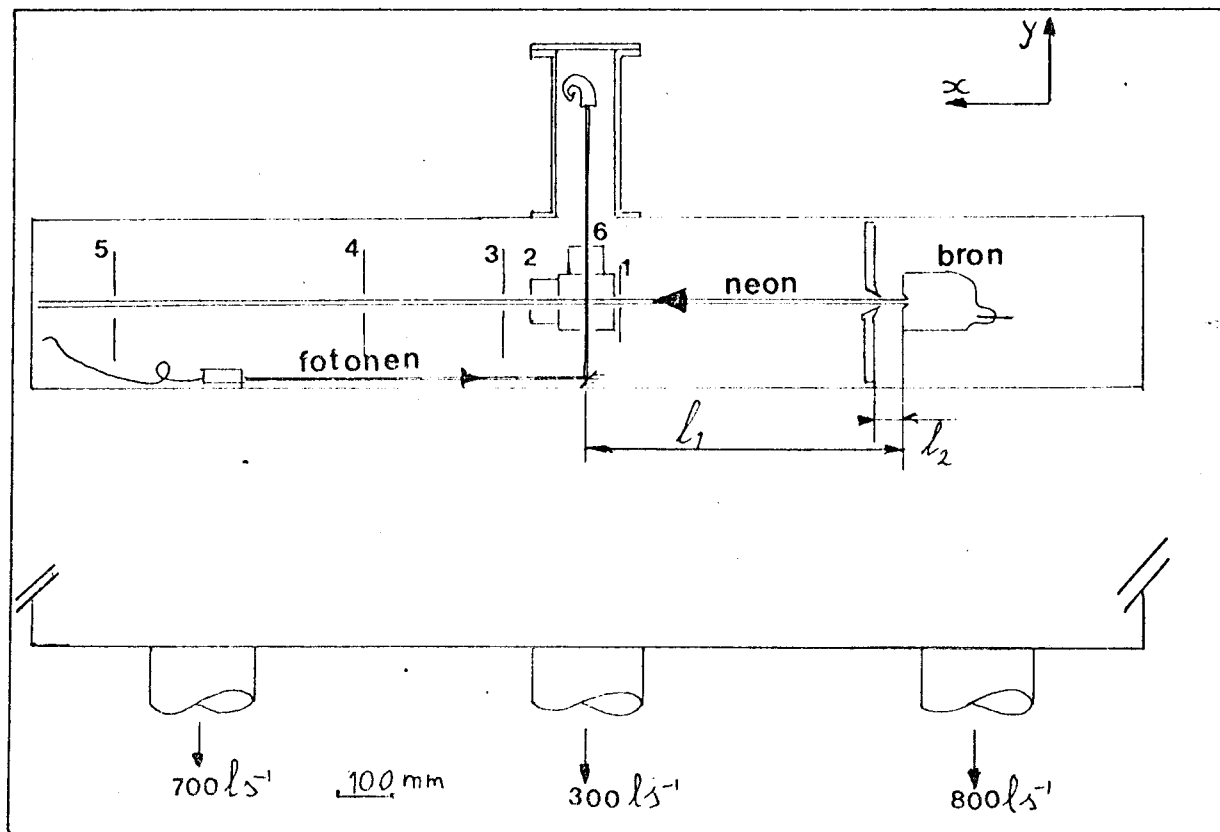


fig. 7.1 Boven-aanzicht van de referentie-opstelling

VII.2

De metastabielen bundel.

De bundel metastabielen Ne^* ($1s_5$ en $1s_3$) wordt geproduceerd met de referentiebron. De afstand l_1 tussen nozzle en fotonenbundel bedraagt 500 mm. Met een verplaatsbaar diafragma (1 in 7.1) kan de bundel worden gericht. De eis, die in V aan de maximale bundeldivergentie, $2\beta_{g,\max}$, is gesteld bepaalt de maximale diameter d_1 . De grens ligt bij \varnothing 5 mm. Momenteel kan gekozen worden uit 4 diafragma's met diameters van \varnothing 1.0, \varnothing 1.6, \varnothing 2.5 en \varnothing 4.0 mm, waarmee de bundelintensiteit telkens met een faktor 2.5 kan worden verhoogd.

Door botsingen met het restgas wordt de neonbundel verzwakt. De verzwakking is in eerste orde gelijk aan

$$T = 1 - f \quad 7.1$$

met $f = l_1 / \lambda \quad 7.2$

waarin λ de vrije weglengte in het restgas is.

De waarde van λ is omgekeerd evenredig met de restgasdruk p volgens (VER74):

$$\lambda \approx 5 \cdot 10^{-5} (\text{torr m}) p^{-1} \quad (\text{m}) \quad 7.3$$

De gasstroom uit de bron is gegeven door:

$$J_0 = 6 \cdot 10^{-2} p_0 \quad (\text{torr l s}^{-1}) \quad 7.4$$

waarin p_0 de druk in de bron is. Bij de maximale gasstroom van $0.2 \text{ torr l s}^{-1}$ ligt de einddruk voor de gegeven pompsnelheid bij $p = 10^{-4} \text{ torr}$.

Om een lagere einddruk te krijgen is de kist met een 15 mm dikke aluminium plaat in twee differentieel gepompte kamers verdeeld (fig. 7.1). In plaats van een O-ring afdichting wordt gebruik gemaakt van kier- of labyrinth-afdichting. Met een pompsnelheid $S_1 = 800 \text{ l s}^{-1}$ is de einddruk in de bronkamer $p_1 = 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ torr}$. De stromingsweerstand van de kieren tussen de plaat en de kistwand en van de bundelopening is kleiner van 10 l s^{-1} . De drukverhoging in de detectorkamer tengevolge van de gasstroom uit de bron is nu gelijk aan $\Delta p_2 = 2.5 \cdot 10^{-6}$ als $S_2 = 1000 \text{ l s}^{-1}$.

De verzwakking in de bronkamer is:

$$f_1 \approx 0.05$$

en in de detektorkamer bedraagt de verzwakking:

$$f_2 \approx 0.06$$

zodat de verzwakking van de bundel te verwaarlozen is.

VII.3 De fotonenbundel

Voor het transport van de laserbundel wordt voorlopig het Valtec PC10 fiber gebruikt. Het fiber mondt via een vacuümdoorvoer uit in de detektorkamer. De divergentie van de secundaire bundel wordt minimaal gemaakt met een positieve lens, dit is het geval als het fibereinde in het brandpunt van de lens staat. De waist van de bundel achter de lens ligt dan op de lens. De halve tophoek \mathcal{J}_3 van deze bundel wordt dan gegeven door (VER78):

$$\mathcal{J}_3 = w_2 / f \quad (\text{rad}) \quad 7.4a$$

waarin w_2 de waiststraal van de secundaire bundel is. Deze is gelijk aan de straal van de fiberkern. Voor het gebruikte fiber geldt $\mathcal{J}_3 < 1 \text{ mrad}$ als $f > 100 \text{ mm}$. Met een diafragma $\varnothing 1 \text{ mm}$ dicht voor de lens wordt de waiststraal achter de lens vastgelegd.

Het diafragma laat ca. 10% van de intensiteit van de secundaire bundel door.

VII.4 De fotomultipliër.

Het aantal fluorescentiefotonen wordt geteld met een fotomultipliër. Een foton kan uit de lichtgevoelige kathode een elektron vrijmaken, dat via een dynodeketen een ladingspuls op de anode veroorzaakt. Deze ladingspulsen worden omgevormd tot TTL-pulsen met een in de groep gebouwde versterker discriminator combinatie (PER79a). De quantum-efficiëntie $\eta_{\text{det}}(\lambda)$ van de fotokathode is gedefinieerd als de kans, dat een foton met golflengte λ een of meer elektronen vrijmaakt.

Uit figuur 7.2 blijkt, dat voor de golflengtes van de fluorescentiefotonen (ca. 600 nm) η_{det} maximaal 0,08 is bij gebruik van een S20 kathode. Het maximale signaal van 7 MHz (hoofdstuk V) wordt hierdoor teruggebracht naar 600 kHz.

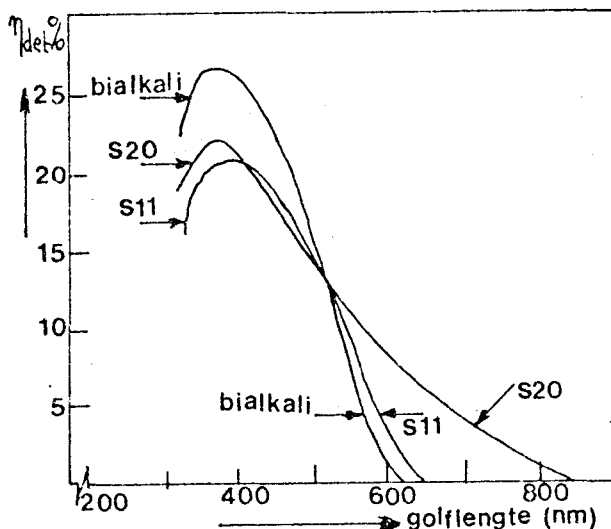


fig. 7.2 De quantum-efficiëntie als functie van de golflengte van de fotonen voor verschillende kathode-materialen

Uit deze kathodes, die een lage uittreepotentiaal hebben, ontsnappen ook elektronen zonder dat er een foton op valt. Dit veroorzaakt een aantal donkerpulsen aan de anode, waardoor het ruisnivo toeneemt. De gebruikte fotomultipliër (EMI9862/35) heeft een kathode diameter van 9 mm. Het aantal donkerpulsen is door de fabrikant opgemeten en bedraagt 300 Hz bij een werkspanning van 1600 V. Voor onze toepassing is dit ruisnivo voorlopig verwaarloosbaar.

VII.5 De strooiholte

De ruimtehoek-efficiëntie η_{Ω} wordt bepaald door de ruimtehoek Ω_s , die vanuit het strooivolume de kathode bereikt. De ruimtehoek, die bereikt kan worden door direkte afbeelding van het strooivolume op de kathode met een lens, is in het algemeen vrij klein (enkele procenten). Een afschatting voor de bovengrens is een hele openingshoek van 90° , wat slechts resulteert in:

$$\eta_{\Omega} = \frac{\Omega_s}{4\pi} = 0.15$$

Met een spiegel kan Ω_s groter gemaakt worden. In de opstelling wordt een spiegel in de vorm van een ellipsoïde gebruikt. Het centrum van het strooivolume bevindt zich in het ene brandpunt, de kathode in het andere brandpunt. Fig. 7.3 geeft een doorsnede van de strooiholte loodrecht op de fotonenbundel. Uit produktietechnische overwegingen wordt slechts een halve ellipsoïde gebruikt.

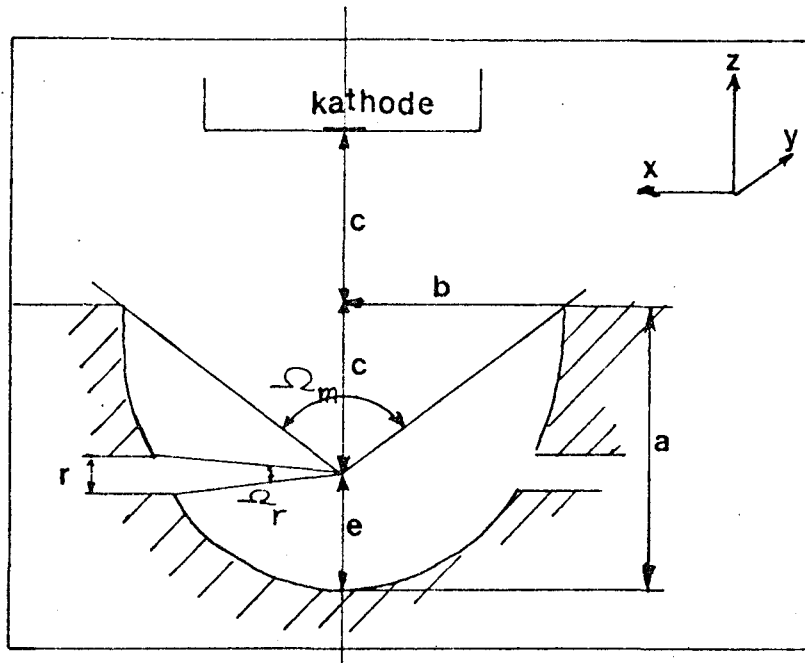


fig. 7.3 De geometrie van de strooiholte

Voor het ontwerp is als schaalfactor de halve afstand tussen de brandpunten c gebruikt. De vorm van de ellips wordt dan vastgelegd door één andere parameter. Hiervoor wordt de gereduceerde afstand van het brandpunt tot de top, $e^* = e/c$ genomen (fig. 7.3). De halve lange en halve korte as van de ellipsoïde worden dan gegeven door resp.:

$$a^* = e^* + 1 \tag{7.5}$$

$$b^* = (e^{*2} + 2e^*)^{1/2} \tag{7.6}$$

De ruimtehoek Ω_m , die verloren gaat doordat slechts de halve ellipsoïde gebruikt wordt, is:

$$\frac{\Omega_m}{4\pi} = \frac{1}{2} \frac{e^*}{e^* + 1} \tag{7.7}$$

De ruimtehoek Ω_r voor een bundelgat met gereduceerde straal $r^* = r/c$ ter hoogte van het brandpunt wordt benaderd door:

$$\frac{\Omega_r}{4\pi} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{r^{*2} \frac{(e^* + 1)^2}{(e^* + 2)^2} + 1}} \tag{7.8}$$

De totale verliesruimtehoek Ω_{tot} wordt dan:

$$\frac{\Omega_{tot}}{4\pi} = \frac{\Omega_m}{4\pi} + \sum_{i=1}^4 \frac{\Omega_{r_i}}{4\pi} \tag{7.9}$$

In fig. 7.4 wordt $\frac{\Omega_{\text{tot}}}{4\pi}$ gegeven, waarbij vier bundelgaten met gelijke straal zijn gekozen.

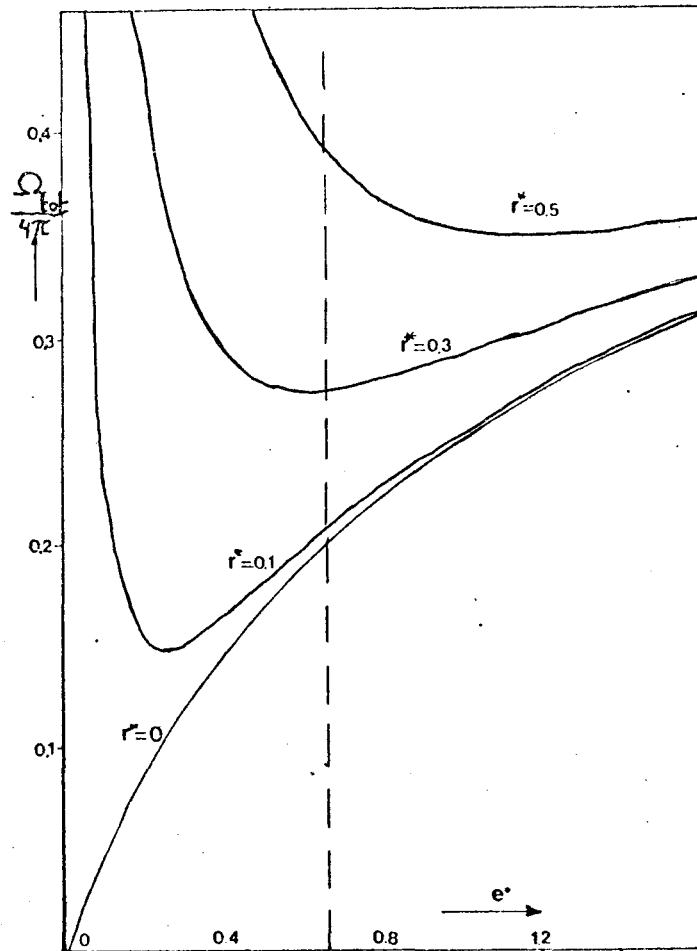


fig. 7.4 De totale verliesruimtehoek, als functie van de ontwerpparameter e^* met als parameter de gereduceerde straal r^* van de bundelkanalen.

De maximale waarde voor de halve brandpuntsafstand c wordt beperkt door de beschikbare ruimte in de kist en is 30 mm genomen. Voorlopig zijn bundelgaten met een effectieve straal van 3.0 mm gekozen. Bij de keuze van een waarde van e^* is deze rechts van het minimum van de curve voor $r^* = r/c = 0.1$ gekozen. Nu kunnen de bundelgaten eventueel groter gemaakt worden zonder dat het steile gedeelte van de curves links van het minimum bereikt wordt. Gekozen is voor $e^* = 2/3$ zodat met $c = 30$ mm

$$a = 50 \text{ mm}$$

$$b = 40 \text{ mm}$$

$$\eta_{\Omega} = \frac{\Omega_s}{4\pi} = 1 - \frac{\Omega_{\text{lob}}}{4\pi} = 0.79$$

Vanwege de eindige afmetingen van het strooivolume zullen een aantal fluorescentiefotonen buiten de kathode terecht komen. Om een eerste indruk van de hierdoor veroorzaakte verliezen te krijgen is het tweedimensionale probleem in het x-z vlak bekeken. Een fluorescentiefoton wordt gekenmerkt door zijn vertrekpositie (x_s, z_s) t.o.v. het strooi-brandpunt en de hoek χ_s met de negatieve z-as voor een aantal punten (x_s, z_s) is de uitwijking x_f op de kathode berekend als functie van χ_s (fig. 7.5). Een maat voor de verliezen is het hoekgebied χ_v dat buiten de kathode valt ($|x_f| > 4.5$ mm). De gekozen ellips heeft geen verliezen voor een detektielengte van 2 mm ($x_{s, \text{max}} = 1$) en een hoogte van 1 mm ($z_{s, \text{max}} = 0.5$). Deze benadering van het probleem is niet volledig. De exacte oplossing kan met een Monte-Carlo methode numeriek bepaald worden.

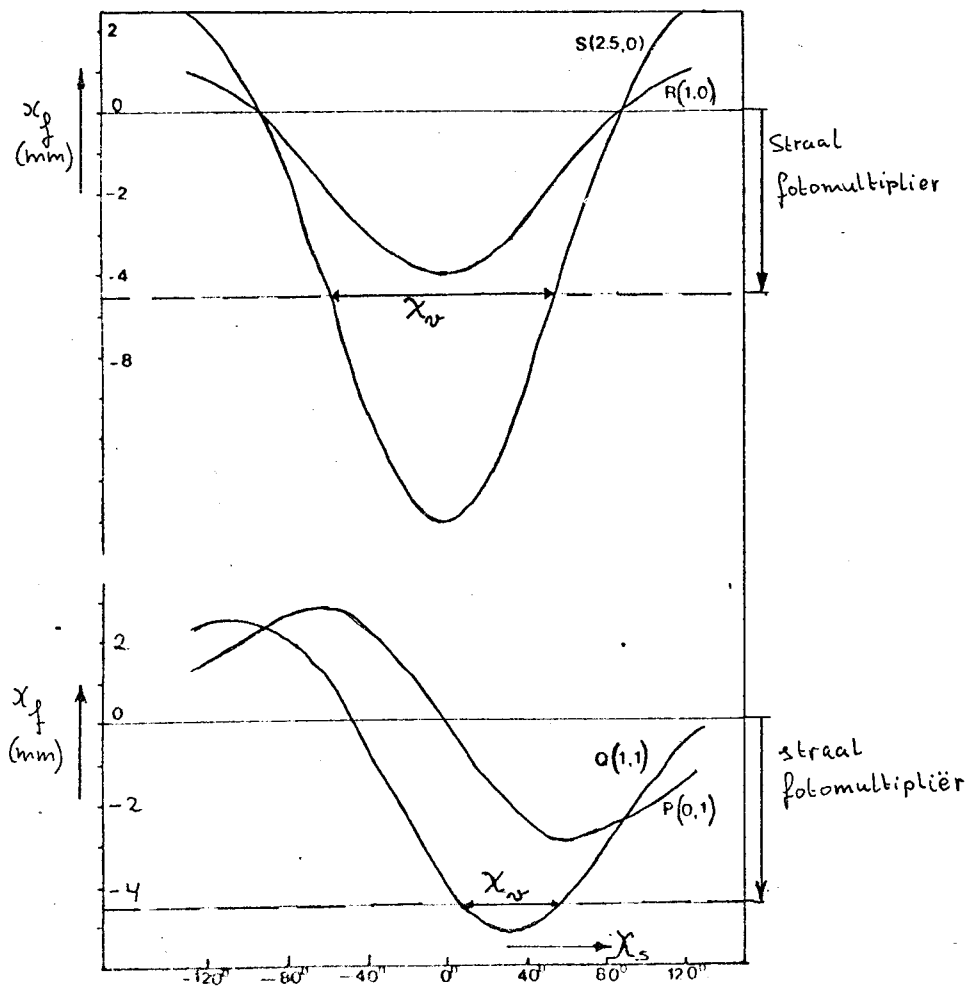


fig.7.5 De trespositie op de kathode x_f als functie van de starthoek χ_s van een fluoroscentiefoton voor verschillende startposities. $P(x_s, z_s)$, (x_s en z_s in mm). Ook is het traject χ_v aangegeven waarvoor $|x_f| > 4.5$, zodat de fotonen de kathode niet treffen.

Het kleinst mogelijke verlies, dat door het eindige strooivolume wordt veroorzaakt, kan bepaald worden door gebruik te maken van de faseruimtebeschrijving. Het volume in deze ruimte van de acceptantie van de kathode is Φ_{acc} . Het volume in deze ruimte, waarbinnen alle fluorescentiefotonen zitten, die rechtstreeks de spiegel kunnen bereiken, is Φ_s . Als $\Phi_s < \Phi_{acc}$ is het mogelijk, dat alle fluorescentiefotonen die de spiegel treffen ook de kathode treffen. Als $\Phi_s > \Phi_{acc}$, zullen zeker een aantal fluorescentiefotonen via de spiegel de kathode niet treffen. De maximale fractie, die gedetekteerd kan worden is dan Φ_{acc} / Φ_s .

De paraxiale benadering uit hoofdstuk III is hier niet meer geldig. Deze ruimte wordt opgespannen door: $x, y, \frac{dx}{dz}$ en $\frac{dy}{dz}$

$$\frac{dx}{dz} = \tan \alpha \approx \alpha \quad 7.10$$

$$\frac{dy}{dz} = \tan \beta \approx \beta \quad 7.11$$

Als we fotonen beschouwen als deeltjes met een konstante impuls p_0 geldt:

$$p_x = p_0 \sin \alpha \quad 7.12$$

$$p_y = p_0 \sin \beta \quad 7.13$$

zodat een invariante faseruimte opgespannen wordt door $x, y, \sin \alpha$ en $\sin \beta$. Een 4-dimensionaal volume-elementje $d^4\Phi$ wordt gegeven door:

$$d^4\Phi = dx dy d\sin \alpha d\sin \beta \quad 7.14$$

We prefereren poolhoeken θ en φ t.o.v. de z-as, zodat

$$\sin \alpha = \sin \theta \cos \varphi \quad 7.15$$

$$\sin \beta = \sin \theta \sin \varphi \quad 7.16$$

met

$$d\sin \alpha d\sin \beta = \frac{\partial(\sin \alpha, \sin \beta)}{\partial(\theta, \varphi)} d\theta d\varphi = \sin \theta \cos \theta d\theta d\varphi \quad 7.17$$

wordt het volume-elementje $d^4\Phi$ (fig. 7.5 a)

$$d^4\Phi = \cos \theta d^2A d^2\Omega \quad 7.18$$

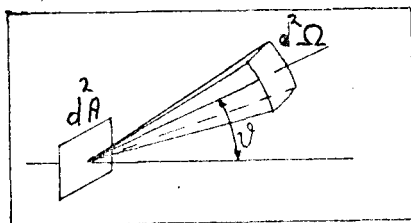


fig. 7.5a

Volume elementje uit de 4-dimensionale faseruimte
 $d^4\Phi = \cos \theta d^2A d^2\Omega$

De acceptantie van de kathode wordt dan gegeven door:

$$\Phi_{acc} = A_{kathode} \pi \sin^2 \theta_{max} \quad 7.19$$

waarin $A_{kathode}$ de oppervlakte van de kathode is en θ_{max} de maximale hoek met de normaal op de kathode waaronder de fotonen de kathode mogen naderen. Het 4-dimensionale strooivolume Φ_s is moeilijker te bepalen, omdat de fluorescentiefotonen zich in een 5-dimensionale faseruimte bevinden, die opgespannen wordt door x, y, z in α en in β . Hiervan mag echter een 4-dimensionale ruimte gemaakt worden door voor iedere richting (θ, ϕ) aan te nemen dat alle fluorescentiefotonen uit één vlakke vertrekken. De oppervlakte van dit vlak is de projectie van het 3-dimensionale strooivolume evenwijdig aan de richting (θ, ϕ) . Uitgaande van een olvormig 3-dimensionaal strooivolume met straal R_s wordt Φ_s :

$$\Phi_s = \pi R_s^2 \Omega_{spiegel} \quad 7.20$$

waarin $\Omega_{spiegel}$ de ruimtehoek is waaronder in het strooivolume de spiegel zichtbaar is. Voor $R_s = 1 \text{ mm}$, $\Omega_{spiegel} = 0.8 \cdot 4\pi$, $\theta_{max} = 45^\circ$ en $A_{kathode} = 6.4 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$ (diameter 9.0 mm) is:

$$\Phi_s = 3 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ sterad}$$

$$\Phi_{acc} = 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ sterad}$$

7.21

We kunnen dus konkluderen, dat het in ieder geval mogelijk is, dat alle fluorescentiefotonen, die de spiegel treffen, ook de kathode treffen.

VII.6

Het strooilicht

Het totaal aantal beschikbare fluorescentiefotonen bedraagt maximaal 10^7 s^{-1} . Voor een goede signaal-achtergrond verhouding moet het aantal strooifotonen, dat op een of andere manier de kathode kan bereiken kleiner zijn dan 10^6 s^{-1} . Met een fotonenstroom in de bundel van $3 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ (100 μw) betekent dit, dat deze bundel zeer zorgvuldig moet worden behandeld om strooiing voldoende te onderdrukken. Hetzelfde geldt, in mindere mate, voor het licht uit de gasontlading en voor buitenlicht.

Allereerst zijn alle oppervlakken in de buurt van de bundels en de fotomultipliër zwart geschilderd, om reflectie te minimaliseren. Verder zijn de toevoerkanalen van de bundels van schroefdraad voorzien, om niet geabsorbeerde strooifotonen zoveel mogelijk terug te strooien. De afvoerkanalen hebben de dubbele diameter van de toevoerkanalen en zijn glad uitgevoerd,

waardoor niet geabsorbeerde strooifotonen zo weinig mogelijk worden teruggestrooid in de strooiholte. Achter de afvoerkanalen bevinden zich twee optische labyrinthen, \emptyset 40 mm en 45 mm diep, met in de achterwand een diafragma \emptyset 7 mm (2 en 6 in fig. 7.1). Hierin worden strooifotonen uit de bundels zoveel mogelijk geabsorbeerd en bovendien onderdrukken zij sterk het strooilicht, dat van buiten via de grote afvoerkanalen de strooiholte kan bereiken. De fotomultipliër bevindt zich in een ruimte, die via een labyrint lichtdicht aansluit op de bovenzijde van de strooiholte.

In de fotonenbundel bevinden zich een groot aantal strooibronnen. De lens, het fiberuiteinde en de rand van het bundelvormend diafragma zijn hiervan het ergste. Daarom zijn deze zover mogelijk van de strooiholte af geplaatst. Dit is bereikt door de fotonenbundel met een manipuleerbare 45° -spiegel door de strooiholte te sturen. Deze 45° -spiegel is zelf ook weer een strooibron. Voor en achter de 45° -spiegel bevinden zich nog een groot aantal diafragma's (1 t/m 7 in fig. 7.6). Deze vangen alleen strooifotonen uit de bundel weg. De randen van deze diafragma's mogen niet geraakt worden door de fotonenbundel zelf, daar hierdoor een nieuwe felle strooibron wordt geïntroduceerd. Aan het uiteinde van het toevoerkanaal in de strooiholte bevindt zich een dubbel diafragma (4 en 5). Diafragma 4 zorgt ervoor, dat strooilicht vanaf de 45° -spiegel niet rechtstreeks op de ellipsoïdespiegel terecht kan komen. Diafragma 5 bevindt zich 7 mm verder in de strooiholte en is zo groot dat de rand niet meer rechtstreeks door de 45° -spiegel kan worden aangestraald. Dit diafragma maakt de ruimtehoek kleiner, waaronder strooilicht van de rand van diafragma 4 de ellipsoïdespiegel kan bereiken. Dit dubbele diafragma staat zo ver in de strooiholte, dat geen strooifotonen vanaf de rand van diafragma 5 via de spiegel rechtstreeks de kathode kunnen bereiken. Diafragma 7, 55 mm achter diafragma 6, dient om strooilicht van buiten te onderdrukken en 150 mm verder wordt de fotonenbundel opgevangen in een zwarte hoorn, die vrijwel alle fotonen absorbeert.

In de neonbundel achter de strooiholte bevinden zich een drietal zwarte schermen met bundelgaten \emptyset 8 mm (3, 4 en 5 in fig. 7.1) om strooilicht van buiten te onderdrukken.

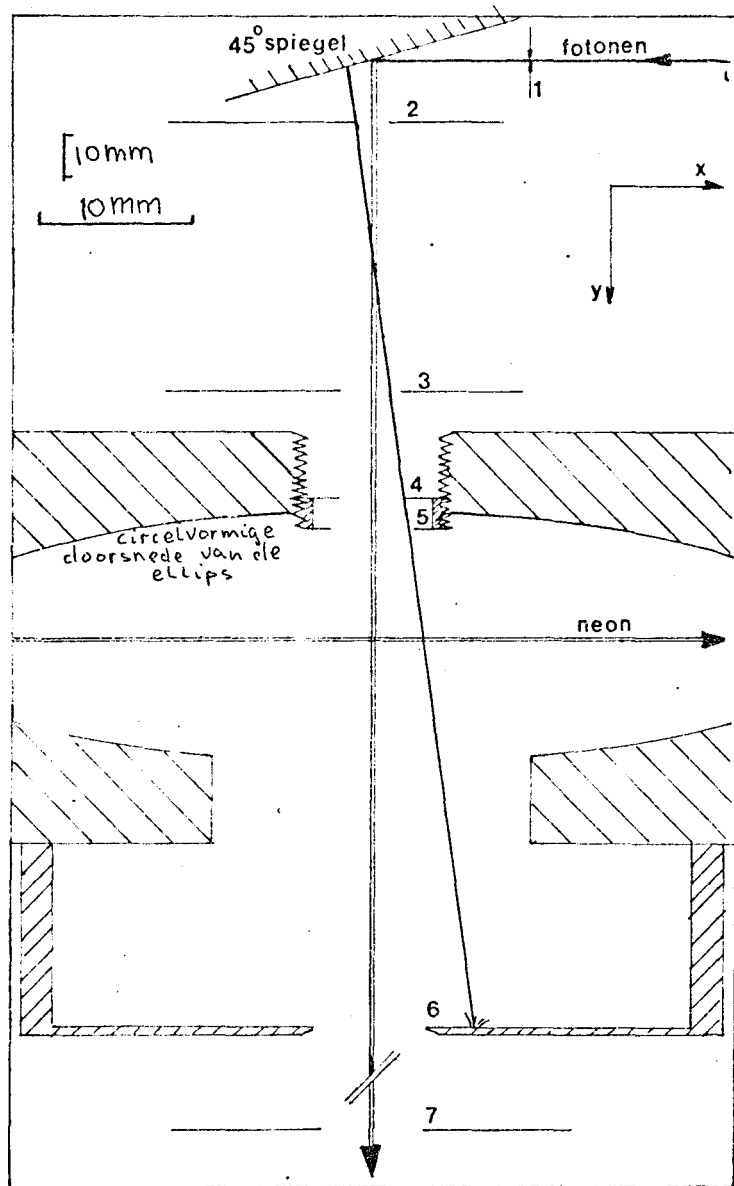


fig. 7.6 De behandeling van de fotonenbundel voor de onderdrukking van de strooifotonen. De x-schaal is een factor 4 groter gekozen dan de y-schaal.

HOOFDSTUK VIII

METINGEN AAN DE REFERENTIE-OPSTELLING

VIII.1 Inleiding

Aan de referentie-opstelling zijn eerst een aantal metingen gedaan om het achtergrondsignaal ten gevolge van strooilicht te onderdrukken. Vervolgens is de neonbundel uitgericht en wordt de positie van de fotomultipliër geoptimaliseerd.

VIII.2 Metingen en onderdrukking van het strooilicht.

Allereerst zijn een aantal metingen aan het achtergrondsignaal gedaan om bronnen op te sporen en manieren te vinden om hun bijdragen, indien nodig, te kunnen verminderen. De donkerstroom van de fotomultipliër levert een bijdrage tot het achtergrondsignaal van 400 Hz. Deze meting en alle volgende metingen zijn verricht bij een werkspanning van 1600 V over de fotomultipliër. Het voorlopige resultaat van de metingen aan het strooilicht is een bijdrage tot het achtergrondsignaal van 400 Hz ten gevolge van strooilicht van buiten de opstelling. Dit is het geval als de zaal op een aantal signaallampjes na "verduisterd" is. De bijdrage tot het achtergrondsignaal van een fotonenflux van $1 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ (0.03 mW) bedraagt momenteel 2 kHz. De bijdrage van het strooilicht uit de gasontladingsbron is nog het grootste en bedraagt 40 kHz.

Deze bijdrage wordt veroorzaakt door het te kleine bundeltoevoerkanaal, dat een open diameter van 4 mm (M5) heeft, terwijl een bundeldiafragma van $\varnothing 2.5 \text{ mm}$ wordt gebruikt. Ook een belangrijke bijdrage is afkomstig van de reflectie van het licht van de HKO aan het kijkglas in de eindwand van de kist. Oplossingen hiervoor zijn het groter maken van het bundeltoevoergat (M10), het gebruik van extra diafragma's in de toevoerbundel en het opvangen van de bundel in een optische hoorn. Hieraan wordt momenteel gewerkt.

Uit de metingen is gebleken, dat 90% van het strooilicht zonder laserbundel via de grote bundelafvoerkanaalen met de optische labyrinten de kathode van de multiplier bereikt. Het achtergrondsignaal bedroeg 700 kHz zonder zwarte diafragma's in de bundels na de strooiholte en met geopende kist. Door in de afvoerbundels de zwarte diafragma's (3,4 en 5 in fig. 7.1 en 7 in fig. 7.6) te plaatsen wordt dit signaal teruggebracht naar 50 kHz.

Sluiten van de kist, zodat alleen via 4 kijkglazen strooilicht kan binnenkomen, resulteert in een achtergrondsignaal van 1800 Hz waarvan na vacuüm-pompen nog 400 Hz overblijft.

De fotonenflux van $1 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ (0.03mW) door de strooiholte geeft zonder hoorntje een bijdrage tot het achtergrondsignaal van 100 kHz als de fotonenbundel 2 m achter de strooiholte op een witte muur wordt opgevangen. Door het hoorntje te gebruiken daalt deze bijdrage tot 10 kHz waarvan in vacuüm nog 1.5 kHz overblijft.

VIII.3 Uitlijning van de opstelling.

De uitlijning van de neonbundel geschiedt met een kijker. De bundelas wordt bepaald door het toe- en afvoerkanaal van de strooiholte en de positie van de bron.

Alle diafragma's worden hiermee op de bundelas geplaatst. De bundelas van de fotonenbundel wordt bepaald door het toe- en afvoerkanaal in de strooiholte. Uitlijning vindt plaats met behulp van de manipuleerbare 45° -spiegel. Hiermee kunnen de hoeken β_f en χ_f en de horizontale positie van de bundel worden ingesteld. De verticale positie wordt ingesteld met het fiberuiteinde, de lens en het bundelvormend diafragma.

Voor de uitlijning van de fotomultipliër wordt een dummy-strooivolume gebruikt. Dit is een ruw perspexstaafje met een diameter van 1 mm dat de positie van de neonbundel in de strooiholte inneemt. Door dit staafje van de zijde van de neonbundel te belichten wordt een diffuus verlicht strooivolume verkregen. Nu kan de afbeelding met de ellipsvormige spiegel gecontroleerd worden en de optimale positie van de fotomultipliër bepaald worden.

VIII.4 Het fluorescentiesignaal.

Om het niet-dopplerverbrede fluorescentiesignaal op te sporen ($\Delta\nu_{\frac{1}{2}} = 10\text{MHz}$), wordt gebruik gemaakt van een glazen ontladingsballon gevuld met neon. In deze ballon kan met het oog een dopplerverbreed fluorescentiesignaal worden waargenomen. Het frekwentiegebied, waarin fluorescentie zichtbaar is, is 5000MHz breed. Met behulp van de golflengtemeter kan de kleurstoflaser met de hand binnen dit gebied worden afgestemd. Met de PDP-11 wordt hierna dit gebied van 5000 MHz geheel afgescand. Een scan is 1000 MHz breed. De laser wordt in stapjes van 1 MHz verstemd en het detectorsignaal wordt opgeslagen in een array, dat na iedere scan wordt geplot op een scherm (fig. 8.1). Een scan over 1000 MHz duurt ongeveer 1 min. Na de eerste meting van een fluorescentiesignaal was de ligging van dit signaal t.o.v. het dopplerverbrede signaal uit de ontladingsballon bekend. Nu is het mogelijk om in de eerste scan over 1000 MHz meteen het fluorescentiesignaal van de betreffende overgang te vinden. Er is al een eenvoudig programma voor de PDP-11, dat in drie punten met een onderlinge afstand van 4 MHz het fluorescentiesignaal meet en vervolgens de laser op het maximum afstemd. Een meting en berekening duurt ongeveer 1 s. Op deze simpele manier wordt de afstemfrekwentie van de kleurstoflaser gestabiliseerd op de resonantiefrekwentie van de atomaire overgang. Uit fig. 8.1 blijkt, dat een referentiemeting zinvol is, omdat in ongeveer 60 s (het tijdsverschil tussen de meting van de beide piekjes) de resonantiefrekwentie van de Fabry-Perot ongeveer 60 MHz is verschoven.

Op dit moment is het fluorescentiesignaal gemeten van alle drie de metastabiele overgangen van neon, die binnen het afstemgebied van de laser liggen.

overgang	golflengte
$1s_5 - 2p_2$	588.19 nm
$1s_5 - 2p_4$	594.48 nm
$1s_5 - 2p_5$	597.55 nm

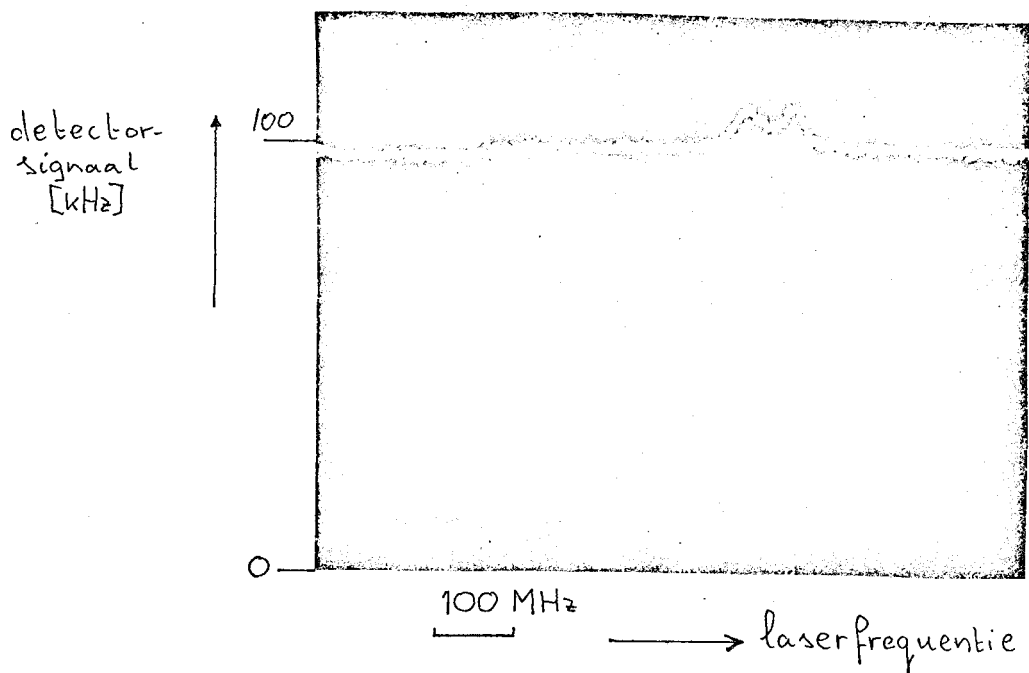


Fig. 8.1 Het eerste fluorescentiesignaal. De achtergrond is ongeveer 50 kHz en het signaal 5 kHz. In de figuur is de som van twee scans weergegeven. Een scan van links naar rechts, de tweede van rechts naar links. Dit is de oorzaak van de twee piekjes, die zichtbaar zijn. De totale meettijd is 200 s.

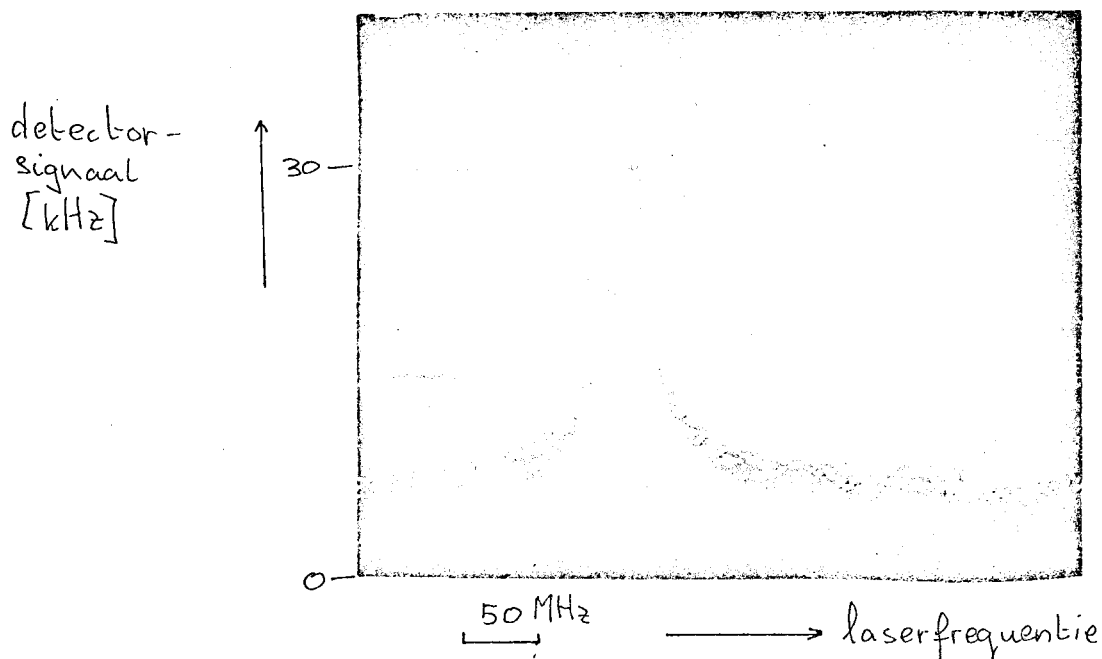


Fig. 8.2 Het fluorescentiesignaal van de $1s_5-2p_4$ overgang. Het maximale signaal bedraagt 30 kHz. De achtergrond is van het signaal afgetrokken.

REFERENTIES

- (BER79) Bergman, K.
Univ. Kaiserslautern (1979)
Persoonlijke mededeling
- (BEY77) Beyerinck H.C.W.
Absolute intensities of supersonic beams.
VI International symposium on molecular beams.
Noordwijkerhout (1977).
- (COT79) Cottaar, E.J.E.
Intern rapport no. 79-06
- (EDL66) Edlen, B.
The refractive index of air
Metrologica 2, 12 (1966)
- (EMI79) EMI
Photomultipliiërs
catalogus (1979)
- (ENG68) Engelhard
Reproducibility of HeNe laser wavelengths at 633 nm
Appl. optics 7 289 (1968)
- (FAR73) Farrar, J.M.
AIP Conference Proceedings "Transport Phenomena"
Uitg. J. Kestin 279-293 (Brown Univ. 1973)
- (HAB77) Habets, A.H.M.
Proefschrift
THE (1977)
- (HIO65) Hioki, R.
Coherent light transmitted through optical fiber
Japan, J. Appl. Phys. 4 817 (1965)
- (HOO77) Hoog, F.J. de
Discharge studies of the Ne-Cu laser
Journal of applied Physics 48 3701 (1977)
- (HOO79) Hoog F.J. de
Persoonlijke mededeling
- (KAM79) Kam P. v.d.
Persoonlijke mededeling
- (LAN64) Lamb, W.E. Jr.
Theorie of an optical maser
Phys. Rev. 134 A 1429 (1964)

- (LAY78) Layer
Nationaal Bureau of Standards(1978)
Persoonlijke mededeling
- (MÜL79) Müller, T.J.
Afstudeerverslag H.T.S.-E
Intern rapport no. 79-03
- (PER79) Pernot, C.E.E.
Afstudeerverslag
Intern rapport no. 79-01
- (PER79a) Pernot C.C.E.
Intern rapport no. 79-05
- (QUA79) Quartz en Silice Fibre Optics division
Dokumentatie over optische fibers (1979)
- (RAD78) Rademakers, O.
College dictaat Dynamische Systemen THE
Dictaatnr. 3, 316 (1978)
- (SCH77) Schellekens, P.
Ontwerp en konstruktie van HeNe-lasers
Intern rapport WT-403 (1977)
- (SCH77a) Schäfer, F.P.
Dye lasers
Springer-verslag Berlijn (1977)
- (SCH78) Schellekens, P.
Afstudeerverslag T.H.E.
WT-418 (1978)
- (SIE71) Siegman, A.G.
An Introduction to lasers and masers
McGraw-Hill (1971)
- (SMI69) Smith, P.W.
Linewidth and saturation parameters in a HeNe-laser
Journal of Applied Physics 37, 2089 (1966)
- (SPE79) Spectra-Physics
Handleiding bij kleurstoflaser (1979)
- (STE79) Steenhuysen, L.W.G.
Proefschrift
T.H.E. (1979)

- (SZÖ63) Szöke, A.
Isotope shift and saturation behaviour of the 1.15 μm
transition of Ne
Phys. Rev. let. 10 521 (1963)
- (VER74) Verster, N.F.
Gaskinetica van molekuulstraalbrommen
Intern rapport 74-7
- (VER78) Verster, N.F.
Toepassingen van laserbundel bij molekuulbundelonderzoek
College dictaat (1978)
- (VER79) Verheyen, M.J.
De bouw van een Lamb-dip gestabiliseerde HeNe laser
Intern rapport WI