

Fasequadratuur met behulp van een twee-modes He-Ne SP 133 laser

Citation for published version (APA):

Meulenbroek, van, B. M. (1978). *Fasequadratuur met behulp van een twee-modes He-Ne SP 133 laser*. (TH Eindhoven. Afd. Werktuigbouwkunde, Laboratorium voor mechanische technologie en werkplaatstechniek : WT rapporten; Vol. WT0437). Technische Hogeschool Eindhoven.

Document status and date:

Gepubliceerd: 01/01/1978

Document Version:

Uitgevers PDF, ook bekend als Version of Record

Please check the document version of this publication:

- A submitted manuscript is the version of the article upon submission and before peer-review. There can be important differences between the submitted version and the official published version of record. People interested in the research are advised to contact the author for the final version of the publication, or visit the DOI to the publisher's website.
- The final author version and the galley proof are versions of the publication after peer review.
- The final published version features the final layout of the paper including the volume, issue and page numbers.

[Link to publication](#)

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
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal.

If the publication is distributed under the terms of Article 25fa of the Dutch Copyright Act, indicated by the "Taverne" license above, please follow below link for the End User Agreement:

www.tue.nl/taverne

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us at:

openaccess@tue.nl

providing details and we will investigate your claim.

ARK
01
WPA

WT 0437

WT-Rapport nr. 0437

BR 430356

fasequadratuur met behulp van een twee-modes
He-Ne SP 133 laser

B.M. van Meulenbroek

Deze stage is verricht in de groep Produktie-
technologie van de afdeling Werktuigbouwkunde,
o.l.v. ir. P.H.J. Schellekens.

Contactpersoon voor de afdeling der Technische
Natuurkunde was ir. C.J. Timmermans.

Eindhoven, 14 augustus 1978



B.M. van Meulenbroek.

Inhoudsopgave

I. Samenvatting	blz. 1
II Inleiding	blz. 2
III. Beschrijving experimentele opstelling	blz. 4
III.1 de laser	blz. 4
III.2 experimentele opstelling	blz. 8
III.3 mechanische constructies	blz. 11
IV. Theoretische modellen	blz. 12
IV.1 model uit de interferometrie	blz. 12
IV.2 model van Peek, Boldwijn en Alkemade	blz. 15
V. Experimentele resultaten	blz. 21
VI. Conclusies.	blz. 29
literatuuroverzicht	blz. 30
lijst met gebruikte symbolen	blz. 31
appendix.	blz. 32

I. Samenvatting.

Er is tijdens deze stage een onderzoek verricht aan een twee modes He-Ne laser. Met behulp van een externe spiegel is een fractie van de uittredende laserbundel in de cavity teruggekaatst.

De modulaties, die hierdoor op beide modes veroorzaakt worden, zijn aan de andere kant van de laser via een deelprisma en twee polarisatoren uitgekoppeld. Er is nagegaan bij welke standen van de uitwendige spiegel de fasequadratuur optrad.

Voor dit experiment zijn twee configuraties gebruikt. Bij de eerste werden de polarisatoren zo ingesteld, dat elk van beide slechts één ongemoduleerde mode doorliet. De fasequadratuur bleek op te treden wanneer de externe spiegel zich op $n.L(1 + \frac{2}{27})$ maal de laserlengte bevond.

Bij de andere configuratie werd uitgegaan van het gemoduleerde signaal. De polarisatoren werden nu ingesteld op de beide modulaties. Het bleek dat de polarisatoren een instelling hadden die 45° verschoven was ten opzichte van de stand in de eerste configuratie. De positie van de externe spiegel voor fasequadratuur was in dit geval $n.L(1 + \frac{1}{4})$ maal de laserlengte.

De experimentele resultaten met de beide configuraties zijn allereerst vergeleken met een eenvoudige theorie uit de interferometrie (1); deze theorie kwam wel overeen met de tweede configuratie wat betreft de stand van de externe spiegel, maar kon niet de invloed van de laser, die zich manifesteert in een draaiing van de polarisatoren ten opzichte van de polarisatievlakken van de ongemoduleerde modes, beschrijven.

Verder is er een theorie aangehaald, gepubliceerd door Peek, Boldwijn en Alkemade (2), die voor de beide modes apart de modulatie beschrijft en die een uitdrukking geeft voor de resultante van de als onafhankelijk veronderstelde gemoduleerde intensiteiten aan de andere kant van de laser. Er valt echter uit deze theorie geen verklaring af te leiden voor een verschillende stand van de externe spiegel in de beide configuraties in geval van fasequadratuur.

Mogelijk zal een volledige beschrijving voor beide gevallen gezocht moeten worden in het feit, hoe sterk er een onderlinge wisselwerking binnen de laser bestaat tussen de beide gemoduleerde signalen en in hoeverre dit er de oorzaak van is, dat de polarisatievlakken van de modulaties draaien tijdens doorgang door de laser.

II. Inleiding.

In de groep plasmafysica is voor metingen van elektronendichtheden in een gepulste boog ontlading met magneetveld een interferometer ontwikkeld volgens het principe van Ashby en Jephcott(1)

Het principe van deze interferometer berust op het feit, dat een laser gevoelig is voor de fase van de teruggekaatste straling in de lasercavity. Het nadeel van deze interferometer is dat de elektronendichtheid een monotone verandering in de tijd moet zijn en dat in geval van weinig zogenaamde "fringes", hetgeen optreedt bij kleine elektronendichtheden, de meting onnauwkeurig wordt.

Tevens is met deze methode niet het teken van de faseverandering te bepalen, dat wil dus zeggen een toe- of afname van de elektronendichtheid.

Om deze moeilijkheden op te lossen is een experiment uitgevoerd met een laser, waarbij niet één mode gebruikt werd, maar waarbij twee modes gemoduleerd werden. Met deze twee modes, afkomstig van een He-Ne laser was het mogelijk fasequadratuur te maken.

Met deze interferometer kan dan niet alleen de grootte maar ook het teken van de faseverandering bepaald worden. Dit laatste vormt een belangrijk aspect bij experimenten aan plasma's.

Een ander voordeel is het feit, dat er slechts weinig optische hulpmiddelen nodig zijn, namelijk een uitwendige spiegel, zodat er sprake is van een goede mechanische stabiliteit, die belangrijk is bij dit soort metingen.

De twee modes van de laser, die lineair gepolariseerd zijn en waarvan de polarisatievlakken onderling een loodrechts stand innemen, worden uitgekoppeld met behulp van een deelprisma en twee polarisatoren.

De faserelatie tussen de modulaties op deze beide modes, die dus een maat is voor de verandering van de optische weglengte in het medium, wordt gedetecteerd.

De verandering van deze optische weglengte werd tijdens de experimenten gerealiseerd met behulp van een piezo-elektrisch kristal, waarop de externe spiegel gemonteerd was.

In hoofdstuk III zal een beschrijving gegeven worden van de toegepaste laser (III.1) en verder van de optische randapparatuur (III.1) en de mechanische hulpmiddelen (III.3).

Een diepgaande theoretische behandeling van de laser en de laserwerking is met opzet achterwege gelaten, omdat de laser zelf als een soort "black box" beschouwd is tijdens deze experimenten. Eventuele interactie tussen de beide modulaties op de modes binnen de laser, welke aanwezig bleek te zijn aan de hand van de experimenten, is dan ook niet verder onderzocht.

Voor een uitgebreidere behandeling van deze laser zij dan ook verwezen naar het stageverslag van W.M. Sluyter (3) .

In hoofdstuk IV worden twee theoretische modellen aangehaald om eerder genoemde faserelatie en stand externe spiegel te kunnen verklaren.

Deze theoriën worden in hoofdstuk V vergeleken met de experimentele resultaten. De conclusies, die hieruit vallen af te leiden zijn terug te vinden in hoofdstuk VI.

In een appendix zijn nog weergegeven: de tekst van een gebruikt computerprogramma, werk tekening van de mechanische constructies en een lijst der gebruikte symbolen.

Tenslotte is er nog een lijst van literatuur opgenomen, waarnaar in het verslag wordt verwezen.

III. Beschrijving van de experimentele opstelling.

III.1 de laser.

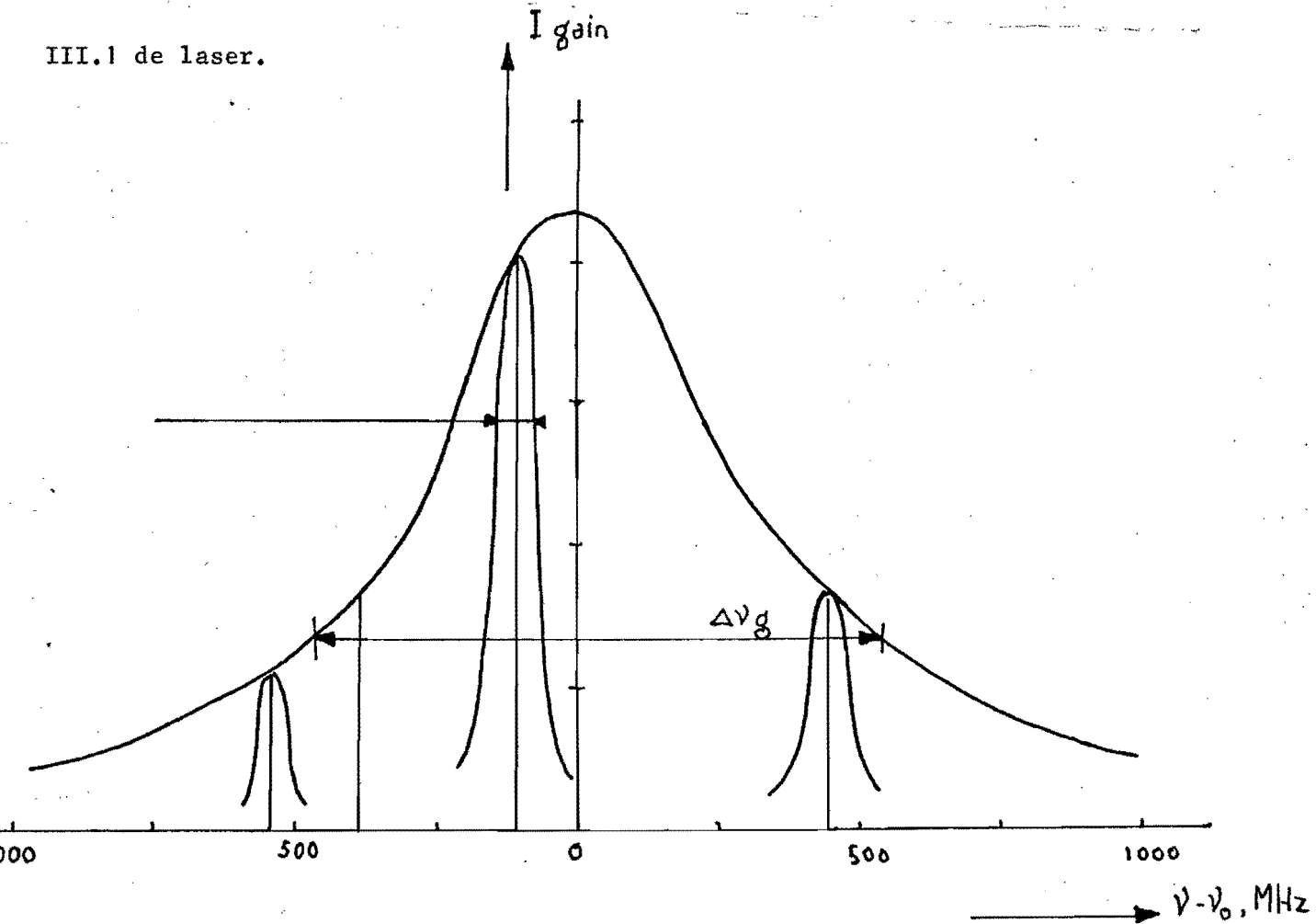


fig. 1. Homogeen verbreed versterkingsprofiel voor de He-Ne laser met longitudinale modes.

Bij de uitvoering van de experimenten is gebruik gemaakt van een He - Ne laser van het type Spectra Physics SP 133.

Het frequentiegebied $\Delta\nu_g$, waarin deze laser werkt, is afgebeeld in fig. 1. Dit gebied $\Delta\nu_g$, dat 1000 MHz breed is, wordt begrensd door optredende verliezen binnen de laser.

Met behulp van de laserspiegels wordt als het ware één frequentie uit dit profiel "gesneden", en wel zó, dat de golflengte past tussen de spiegels. Dat wil zeggen, dat die golflengte moet voldoen aan de staande golfrelatie:

$$k \cdot \lambda = 2L$$

Dit is echter niet de enige mogelijkheid. Een andere mode met een golflengte $\lambda - \Delta\lambda$ kan ook optreden, mits deze voldoet aan een analoge relatie:

$$(k + 1)(\lambda - \Delta\lambda) = 2L.$$

Hieruit en met behulp van $\lambda = c/nv$ kan worden afgeleid, dat het frequentieverschil tussen de beide modes $\Delta v = c/2nL$ bedraagt.

De laser geeft i.h.a. een signaal, dat bestaat uit meerdere longitudinale modes. Deze verschillende modes zijn in eerste instantie gemeten met een optische spectrumanalyser (4). Zie ook figuur 2 en 3.

Met deze spectrum-analyser kon ook tijdens de experimenten de modestructuur van het laserlicht bekeken worden.

De analyser bestaat uit een resonator, waarvan de beide spiegels gedeeltelijk doorlatend zijn. De spiegels zijn gescheiden door een piëzo-elektrisch element. Door een zaagtandspanning op dit element te zetten verandert de lengte van de resonator. Via de ene spiegel komt het te meten signaal met golflengte λ de resonator binnen. Is de afstand van de beide spiegels gelijk aan $k \cdot \lambda$ dan zal een staande golf met maximale intensiteit in de resonator ontstaan. Via de andere spiegel treedt dan een maximaal signaal uit. Dit signaal wordt op een fotodiode gefokuseerd. Het signaal van de fotodiode als vertikale spanning en de zaagtand als tijdbasis worden op een oscilloscoop aangesloten. Uit deze meting verkrijgt men dan de mode-structuur, zichtbaar op het scherm van de oscilloscoop.

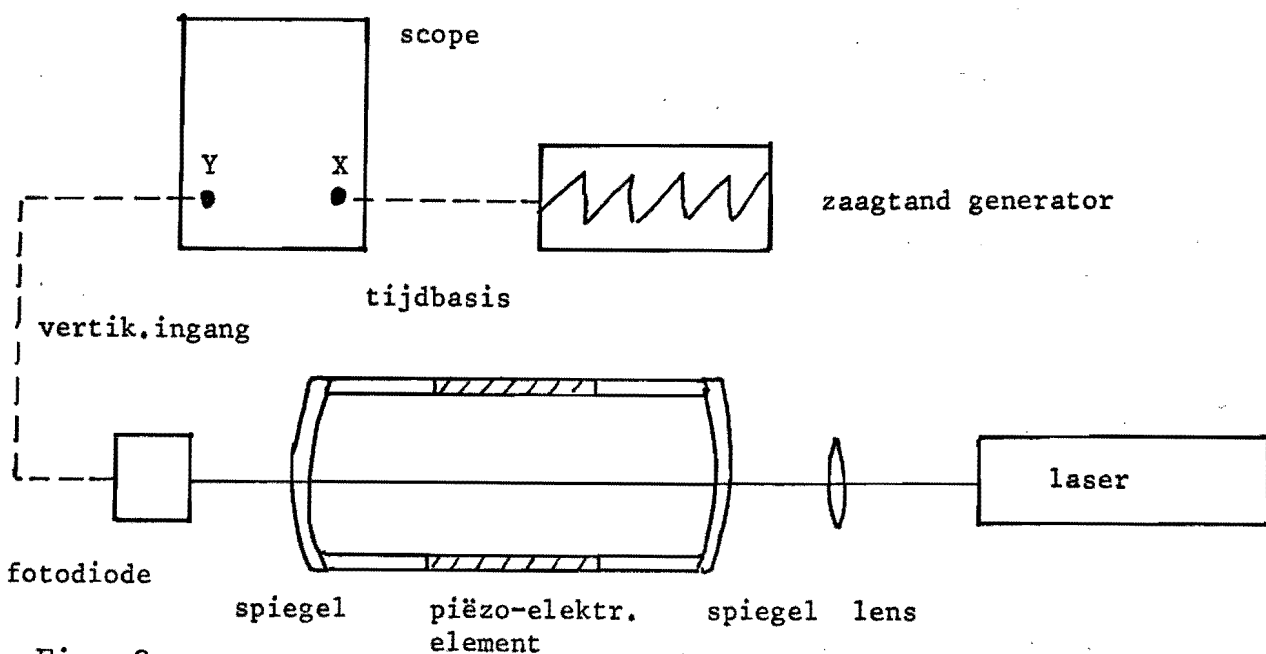


Fig. 2.

scanning techniek met behulp van een optische spectrum-analyser.

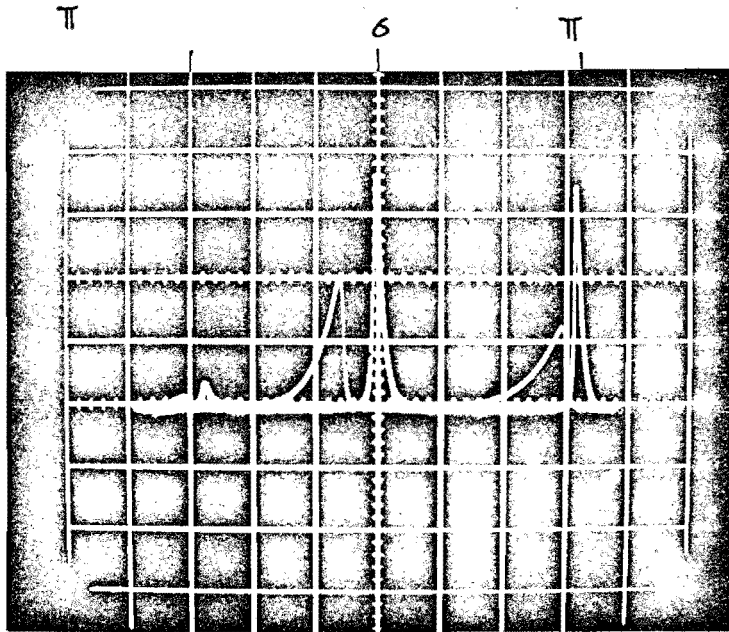


fig. 3. Modestructuur van de He- Ne laser gemeten met de optische spectrum-analyser.

Het blijkt, dat de laser in een 3-mode structuur werkt, waarvan één mode zeer gering in intensiteit is, zie fig. 3,

Door een optische polarisator in de laserbundel te plaatsen is verder gebleken dat de modes lineair gepolariseerd zijn en dat hun polarisatievlakken onderling een loodrechte stand innemen.

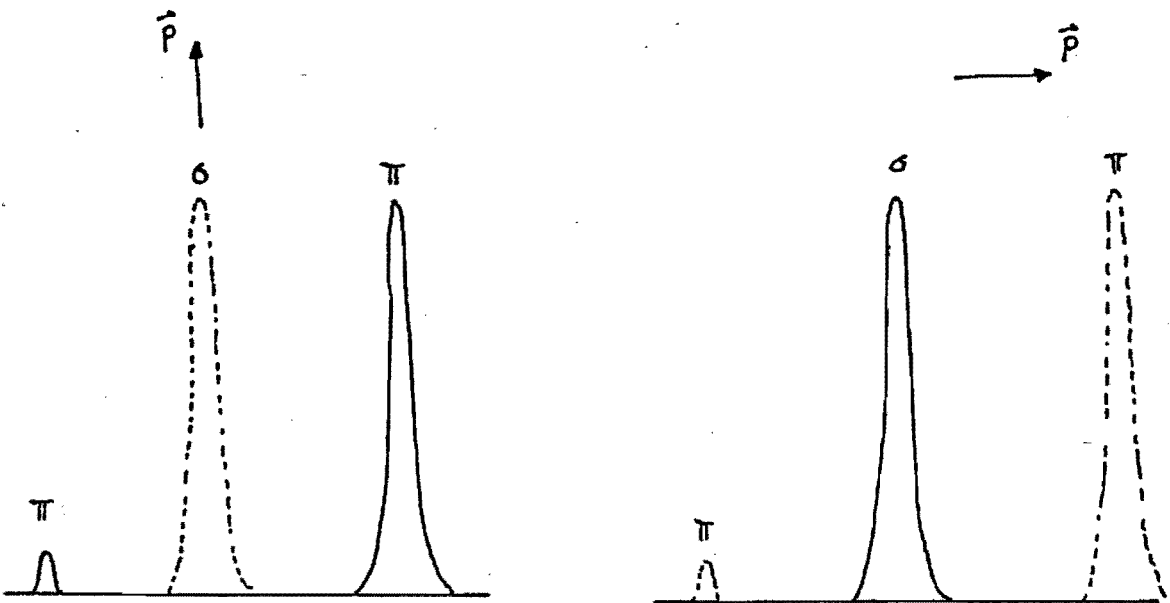


fig. 4.

De polarisatietoestand wordt bepaald door de anisotropie van de laser-spiegel, dus eigenlijk door de structuur van de laser zelf.

Meer hierover is terug te vinden in (6).

Wat de stabiliteit van het lasersignaal betreft, kan opgemerkt worden, dat de modes onder het dopplerprofiel (figuur, 1) heen en weer driften. Deze driftverschijnselen worden veroorzaakt door temperatuurvariaties in het plasma, die de lengte van de buis en zodoende ook de golflengte van het laserlicht beïnvloeden.

Tijdens de experimenten met de optische spectrumanalyser bleek, dat de mode met de grootste intensiteit een soort voorkeurspolarisatie bezat. Deze bleef behouden bij het omspringen van de mode-structuur.

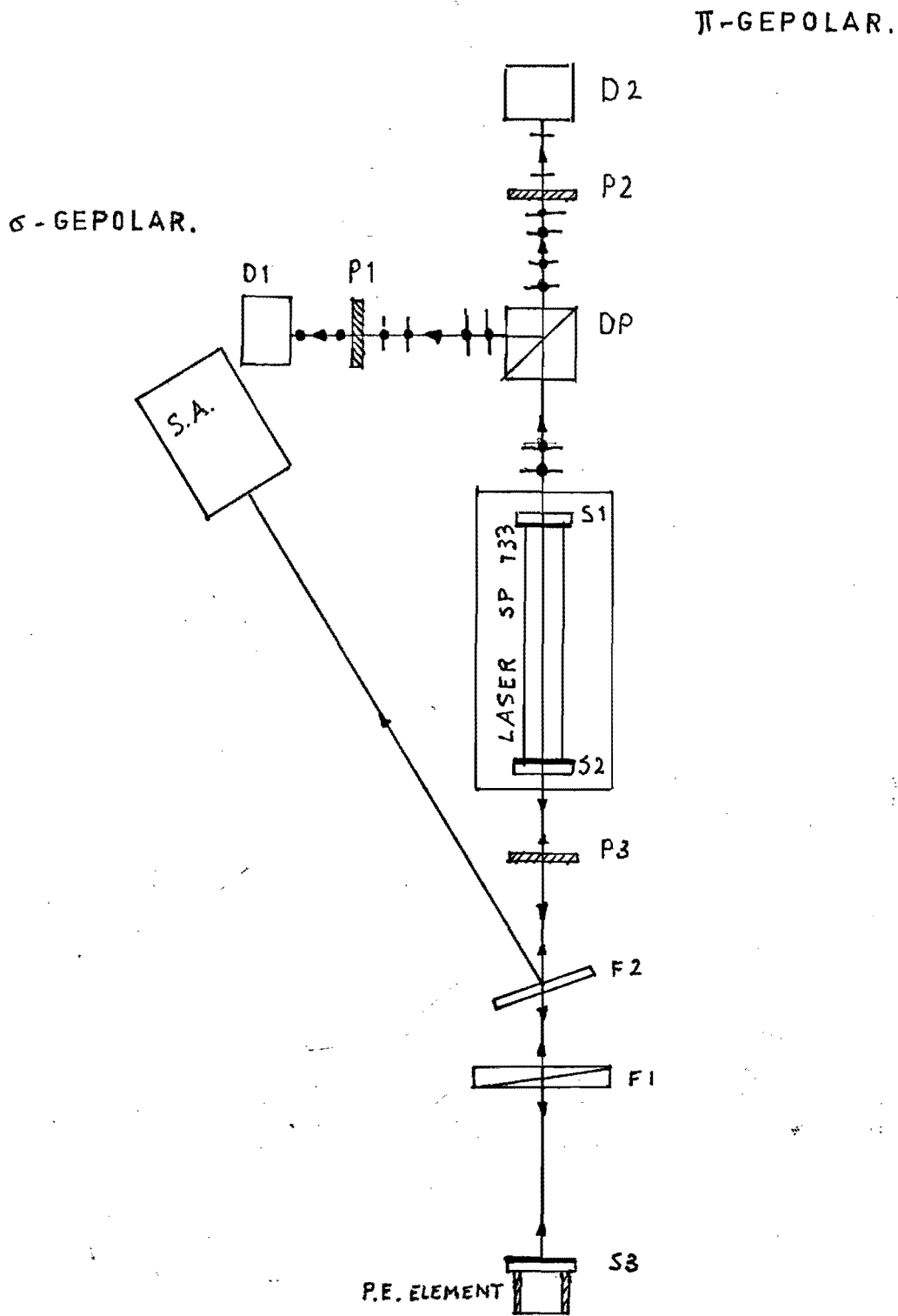


fig. 5. Experimentele opstelling (schematisch).

III.2 De experimentele opstelling.

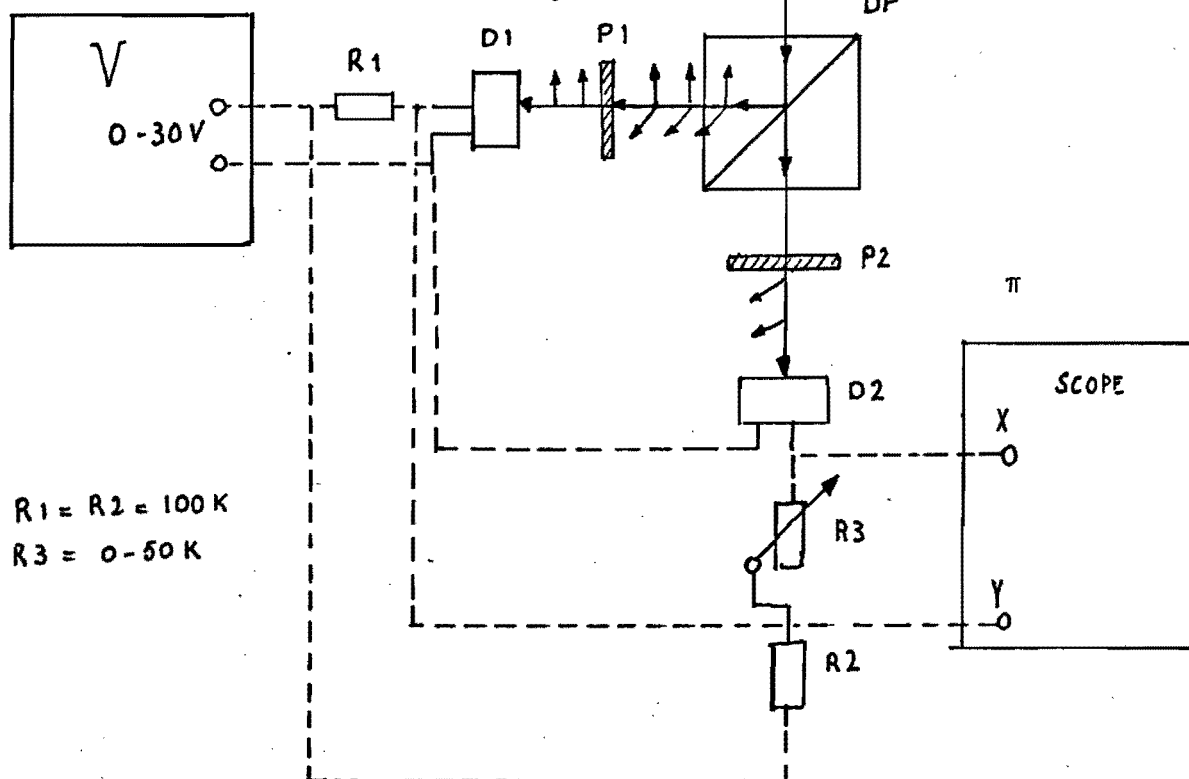
De experimentele opstelling is afgebeeld in figuur 5. De laserbundel wordt aan de ene kant van de cavity gescheiden door middel van een deelprisma DP in twee bundels. In de lichtwegen van de beide bundels zijn polarisatoren geplaatst.

De instelling van deze polarisatoren is aanvankelijk zo geweest dat bij afwezigheid van enigemodulatie de ene bundel σ -gepolariseerd is en de andere π -gepolariseerd.

Op elk van beide diodes D1 en D2 (fabrikaat EG&G type SGD-100A) zal in dit geval één der beide modes terechtkomen, hetgeen resulteert in een gelijkspanning over de weerstanden R1 en R2.

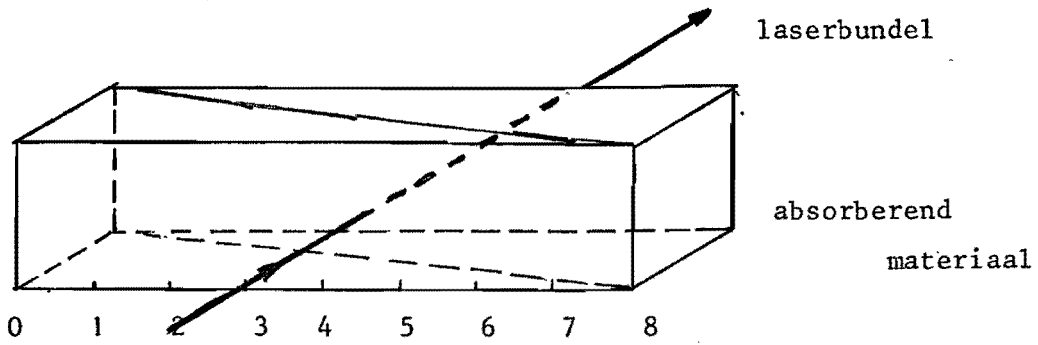
De elektrische schakeling voor de lichtdetectie is afgebeeld in figuur 6.

spanningsbron



figuur 6. Elektrische schakeling

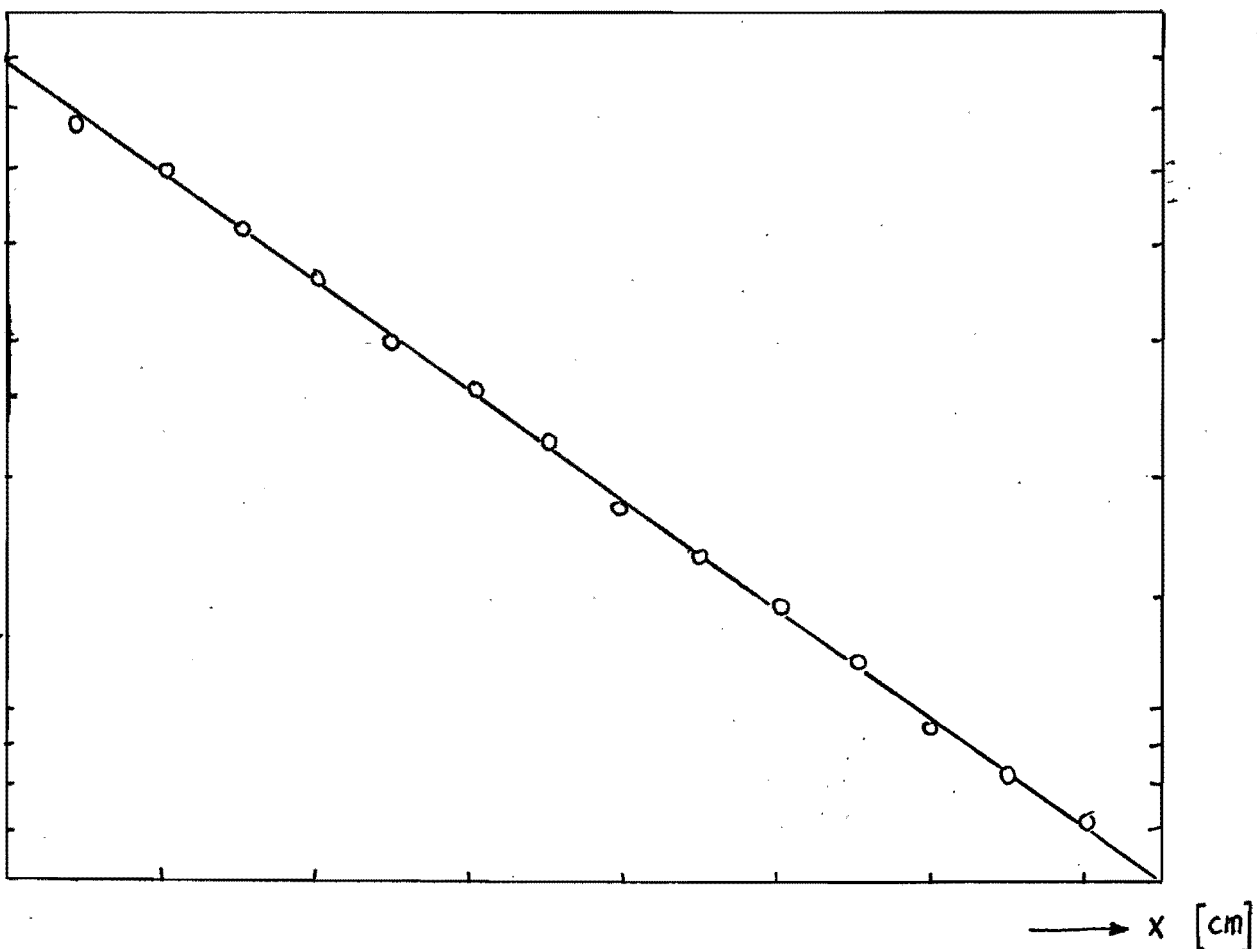
R3 dient ervoor om de beide gelijkspanningen over R1 en R2 even groot te maken.



figuur 7. Filter F1

De beide modes van de laser kunnen gemoduleerd worden door een gedeelte van het laserlicht met de externe spiegel S3 terug te sturen in de cavity. De spiegel heeft een reflectie van 99%.

Het filter F1 dient om te teruggekaatste intensiteit te variëren, zie figuur 7. Met behulp van een Hewlett-Packard power meter, type 8334 A is de doorgelaten intensiteit bij verschillende dikten van het absorberend materiaal bepaald. De resultaten zijn terug te vinden in onderstaande figuur.



figuur 8. Doorgelaten intensiteit als functie van de dikte van het filter.

Met een filter F2 kon tijdens de experimenten nog een gedeelte van de gemoduleerde bundel uitgekoppeld worden om de mode-structuur van het laser-signaal tijdens de experimenten te kunnen observeren.

Verder is het mogelijk om een polarisatiefilter F3 in de bundel te plaatsen om het polarisatievlak van de gemoduleerde bundel te kunnen variëren.

III.3 Mechanische constructie.

Om de spiegel S3 op verschillende afstanden van de laserspiegel S2 te kunnen plaatsen en om het gehele systeem op een zo eenvoudig mogelijke manier te kunnen uitrichten zijn enkele mechanische hulpmiddelen geconstrueerd en gebouwd.

Allereerst de laser. Deze is geplaatst in een stalen bak, voorzien van verschillende instelinrichtingen. De richtingen waarin de uitlijning gedaan kan worden zijn afgebeeld in figuur 9.

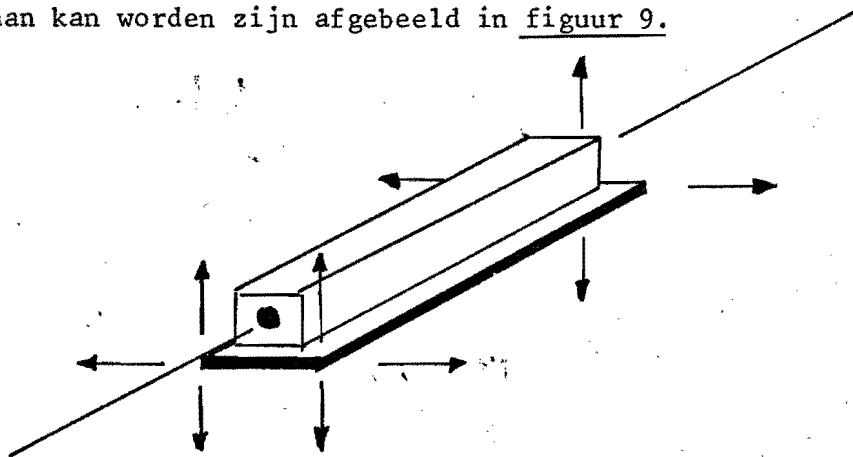


fig. 9. schematische weergave van de laser uitlijninrichting.

In de appendix kan men de werktekening van deze uitlijninrichting terugvinden. De spiegel S3 is geplaatst in een spiegelhouder met een piëzo-elektrisch kristal. Dit is weer in zijn geheel gemonteerd op een stalen constructie die verplaatsbaar is over een rechtgeleiding in de richting van de laserbundel.

In figuur 10 is schematisch de mechanische constructie van de opstelling getekend. Door combinatie van de instelmogelijkheden van de laser en van de spiegelhouder is het mogelijk om tijdens verplaatsen van de externe spiegel de laserbundel altijd netjes in de cavity te doen terugkeren.

IV. Theoretische modellen.

III.1 Eenvoudig model uit de interferometrie.

We gaan uit van een schematische opstelling zoals die van figuur 11. L_1 is hier de lengte van de lasercavity, met aan weerszijden de spiegels S1 en S2. L_2 is de afstand tussen de uitkoppelspiegel S2 en de externe spiegel S3, waarmee een gedeelte van de laserbundel wordt teruggestraald. De He-Ne laser heeft twee lineair gepolariseerde modes, waarvan de polarisatievlakken een loodrechte stand ten opzichte van elkaar innemen. De derde mode is vanwege zijn geringe intensiteit in het verdere verhaal verwaarloosd.

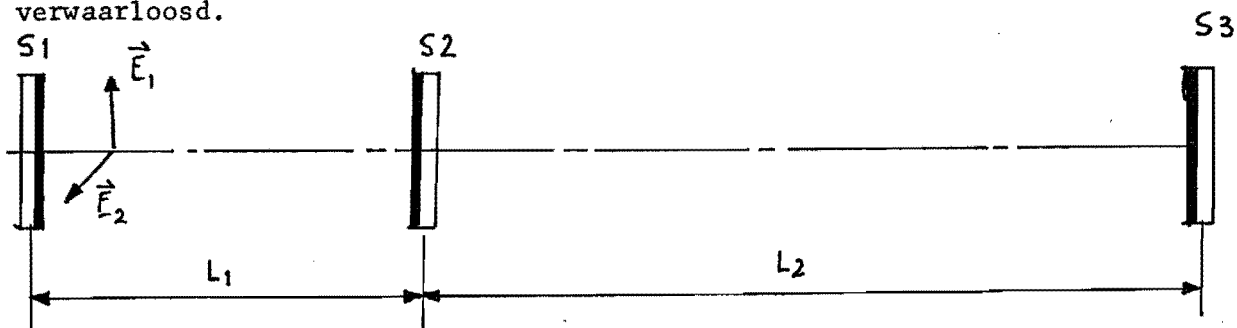


fig. 11. Schematische opstelling van de spiegels.

De beide ongemoduleerde modes worden aangeduid met E_1 in de x-richting en E_2 in de y-richting. Bij de terugkoppeling wordt ervan uitgegaan dat er "gewone" interferentie optreedt tussen de in de laser aanwezige straling en de teruggekoppelde straling.

Deze interferentie wordt voor beide modes apart bekeken. Deze zaak kan men dan als volgt beschrijven:

De ongemoduleerde bundel van de eerste mode ter plaats L_1 , dat wil zeggen iets links van de spiegel S2 is

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{1,0} e^{i(k_1 L_1 - \omega_1 t + \phi_1)} \quad , \quad \text{waarin } \vec{E}_{1,0} \text{ de amplitude van de lichtgolf voorstelt.}$$

Voor de gereflecteerde bundel kan men dan op dezelfde plaats schrijven:

$$\vec{E}_{1,R} = \vec{E}_{1,0,R} e^{i(k_1 L_1 + 2k_1 L_2 - \omega_1 t + \phi_1 + \alpha_1)}$$

hierin is α de fasesprong, die $\vec{E}_{1,R}$ ondergaat ten gevolge van het twee keer passeren van spiegel S2 en de reflectie aan spiegel S3.

Het interferentiepatroon verkrijgt men door de beide golven te superponeren, met de eis dat de σ -mode alleen interfereert met de teruggekaatste bundel van de σ -mode en niet met die van de π -mode.

De intensiteit van de samengestelde bundel is te schrijven als:

$$I_1 = C_1 (\vec{E}_1 + \vec{E}_{1,R})^2 = C_1 (\vec{E}_{1,0}^2 + \vec{E}_{1,0,R}^2 + 2 \vec{E}_{1,0} \vec{E}_{1,0,R} \cos \theta_1)$$

$$\text{met } \theta_1 = 2 k_1 L_2 + \alpha_1.$$

Voor de andere mode geldt een analoge behandeling.

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{2,0} e^{i(k_2 L_1 - \omega_2 t + \phi_1)}$$

$$\vec{E}_{2,R} = \vec{E}_{2,0,R} e^{i(k_2 L_1 + 2 k_2 L_2 - \omega_2 t + \phi_2 + \alpha_2)}$$

Hieruit bepalen we weer de samengestelde bundel:

$$I_2 = C_2 (\vec{E}_{2,0}^2 + \vec{E}_{2,0,R}^2 + 2 \vec{E}_{2,0} \vec{E}_{2,0,R} \cos \theta_2) \quad , \text{ met } \theta_2 = 2 k_2 L_2 + \alpha_2.$$

Het faseverschil tussen de beide modulaties is dan gelijk aan:

$$\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1 = 2(k_2 - k_1)L_2 + \alpha_2 - \alpha_1$$

We kunnen $\alpha_2 - \alpha_1$ gelijk aan nul nemen, omdat we geen optische elementen met opgedamppte metaallagen gebruikt hebben, zodat de fasesprongen voor de beide modes nagenoeg gelijk zijn.

Voor de fasequadratuur, dat wil niets anders zeggen dan een faseverschil van 90° of 270° tussen de beide modulaties, geldt dan:

$$\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1 = 2(k_2 - k_1)L_2 = (n \pm \frac{1}{2}) \cdot 2\pi \quad \text{en } n = 0, 1, 2, \text{etc.}$$

$$k_2 = 2\pi/\lambda_2 \quad \text{en} \quad k_1 = 2\pi/\lambda_1 \quad \text{dan is} \quad k_2 - k_1 = 2\pi(\lambda_1 - \lambda_2)/\lambda_1 \lambda_2$$

$$\theta_2 - \theta_1 = \frac{4\pi(\lambda_1 - \lambda_2) \cdot L_2}{\lambda_1 \lambda_2} = (n \pm \frac{1}{2}) \cdot 2\pi$$

$$\lambda_1 - \lambda_2 = \Delta\lambda_1 \quad \text{dus} \quad \lambda_2 = \lambda_1 - \Delta\lambda_1$$

$$\text{dus} \quad \frac{\Delta\lambda_1}{\lambda_1^2 - \Delta\lambda_1\lambda_1} \cdot L_2 = \frac{4n \pm 1}{8}$$

$$\text{nu is} \quad \frac{\Delta\lambda_1}{\lambda_1} = - \frac{\Delta v_1}{v_1}$$

$$\text{met} \quad \Delta v_1 = - \frac{c}{2L_1}$$

zodat hieruit volgt:

$$\frac{c/2L_1}{v_1(\lambda_1 - \Delta\lambda_1)} \cdot L_2 = \frac{4n \pm 1}{8}$$

Als nu geldt, dat $\lambda_1 \gg \Delta\lambda_1$ dan volgt uit $c/v_1 = \lambda_1$

$$L_2/L_1 = (4n \pm 1)/4$$

$$\text{dus} \quad L_2 = L_1(n \pm \frac{1}{4}).$$

Met andere woorden de interferentiepatronen in dit model zijn 90° uit fase voor een spiegelafstand voor S3 van $L_2 = L_1(n \pm \frac{1}{4})$.

Men kan op gelijke manier aantonen dat ze in fase zijn voor een spiegelafstand van een geheel maal de laserlengte, en tegenfase voor $L_2 = L_1(n \pm \frac{1}{2})$.

IV.2 Model van Peek, Boldwijn en Ankemade (2).

Wanneer we stabiele laserwerking bekijken, gaan we ervan uit dat in de cavity de versterking na één rondgang van de lichtbundel gelijk is aan een:

$$r_1 r_2 e^{2\alpha L} = 1 \quad , \text{ waarbij } \alpha = \alpha_m(\omega) - \alpha_o$$

hierin is α_m de versterkingsfactor en α_o de verliesfactor ten gevolge van de strooiing van het laserlicht.

We kunnen voor bovenstaande betrekking ook schrijven:

$$\begin{aligned} \ln(r_1 r_2) + 2\alpha L &= 0 \\ \ln(r_1 r_2) + 2 \alpha_m(\omega) L - 2\alpha_o L &= 0 \\ \alpha_m(\omega) &= \alpha_o + (1/2L) \ln(1/r_1 r_2) \end{aligned}$$

In (5) blz 218-275 wordt een relatie afgeleid tussen de Q-waarde van de laser en de versterkingsfactor $\alpha_m(\omega)$, deze luidt:

$$\begin{aligned} \alpha_m &= \omega/2Q \cdot v_g \quad \text{met } v_g = c/n_c \\ Q &= \frac{\omega}{2\alpha_m \cdot \frac{c}{n_c}} = \frac{\omega \cdot n_c L/c}{2\alpha_o L + \ln(1/r_1 r_2)} \quad \text{want } \omega = \frac{c \cdot 2\pi}{\lambda \cdot n_c} \end{aligned}$$

en $n_c \approx 1$ en $r^2 = R$. Verder is $\alpha_o L$ te verwaarlozen, zie ook (6) blz 230, en dus houden we uiteindelijk over:

$$Q_{cav.} = \frac{2\pi L/\lambda}{\ln(1/r_1 r_2)}$$

Bij het model beschreven door Peek e.a. gaat men ervan uit, dat bij terugkoppeling van een gedeelte van de uit de laser tredende bundel de Q-waarde, zoals die hierboven is afgeleid, zal veranderen.

Voor de uittredende intensiteit van de laser kan men schrijven:

$$I = \alpha/\beta \quad , \text{ waarin } \beta \text{ een verzadigingsparameter voorstelt; een gasconstante dus.}$$

Deze intensiteit is ook gelijk aan

$$I = \frac{\alpha' - \pi \nu / Q}{\beta}$$

Wanneer er nu een externe spiegel geplaatst wordt zal de Q waarde van de laser veranderen en dus ook de uittredende intensiteit.

Het systeem S2 - S3, zie ook figuur 11, vormt als het ware een Fabry-Pérot interferometer. (FPI)

Voor de reflectiecoëfficiënt van dit systeem kan men in (7) een afleiding aantreffen die als resultaat geeft:

$$R = R_2 + (1 - R_2) \left[1 - \frac{(1 - R_3)}{1 + R_2 R_3 + 2(R_2 R_3)^{\frac{1}{2}} \cos \delta} \right]$$

waarin $\delta = 4\pi L_2 / \lambda$, hetgeen het faseverschil tussen $E_{1,0}$ en $E_{1,0,R}$ is. De laserintensiteit kan nu geschreven worden als:

$$I = (1/\beta)(\alpha' - c/4L) \ln(1/r_1 r_2) \quad , \quad \text{waarin } \alpha' = \text{signaalversterking laser}$$

$c = \text{constante}$

zodat
$$\Delta I = I - I_0 = \frac{c}{4L\beta} \left[\ln(1/R_1 R) - \ln(1/R_1 R_2) \right] = \frac{c}{4L\beta} (\ln(R_2/R)).$$

$$\Delta I = \frac{c}{4L\beta} \ln \frac{R_2}{R_2 + (1 - R_2) \left[1 - \frac{(1 - R_3)}{1 + R_2 R_3 + 2(R_2 R_3)^{\frac{1}{2}} \cos \delta} \right]}$$

In ons geval hebben we niet één, maar twee modes in de laser, die ook beiden door de terugkoppeling beïnvloed worden. Voor beiden geldt:

$$L_1/\lambda_1 = n \quad \text{en} \quad L_1/\lambda_2 = (n + 1) \quad \text{waarbij } \lambda_2 < \lambda_1.$$

$$\delta_1/2 = \frac{L_2}{L_1} \cdot \frac{L_1}{\lambda_1} = n \cdot (L_2/L_1) \quad \text{en} \quad \delta_2/2 = (n + 1) \cdot (L_2/L_1).$$

Stel nu $(L_2/L_1) = (L_0/L_1) + 1 \cdot \sin \omega t$, waarbij 1 de op L_1 genormeerde oscillatorische amplitude van de beweging van de derde spiegel is. Deze oscillatie, die minstens $\frac{1}{2} \lambda$ moet bedragen, zorgt ervoor, dat de faserelatie een gehele lissajous-figuur doorloopt.

Voor de modulatie van de eerste mode geldt dan:

$$\Delta I_1 = \frac{c}{4L\beta} \ln \frac{R_2}{R_2 + (1 - R_2) \left[1 - \frac{(1 - R_3)}{1 + R_2 R_3 + 2(R_2 R_3)^{\frac{1}{2}} \cos \delta_1} \right]} \quad (i)$$

voor de andere mode geldt een analoge betrekking:

$$\Delta I_2 = \frac{C}{4L\beta} \ln \frac{R_2}{R_2 + (1 - R_2) \left[1 - \frac{(1 - R_3)}{1 + R_2 R_3 + 2(R_2 R_3)^{\frac{1}{2}} \cos \delta_2} \right]} \quad (\text{ii})$$

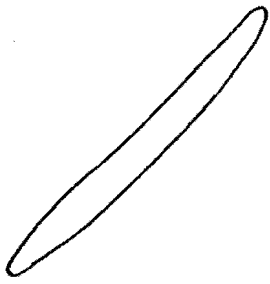
Met behulp van (i) en (ii) kan men nu afhankelijk van de waarde van L_2 , de afstand tussen de externe spiegel en de uitkoppelspiegel van de laser, het faseverschil tussen de beide modulaties uitrekenen.

Door de spiegel rond L_2 oscillaties te laten uitvoeren, krijgt men de bekende lissajous-figuren, wanneer men de beide fase-relaties in X-Y coördinaten uitzet.

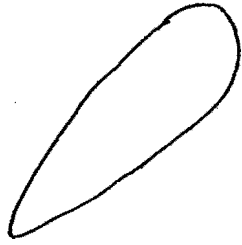
Met behulp van een computerprogramma, waarvan de tekst in de appendix terug te vinden is, zijn enkele berekeningen gedaan, voor verschillende posities van de externe spiegel. De resultaten zijn teug te vinden in figuur 12.

Verder is nog berekend in hoeverre de gedaante van de figuren verandert wanneer de reflectiecoëfficiënt van de derde spiegel verandert. Dez e berekeningen zijn afgebeeld in figuur 13.

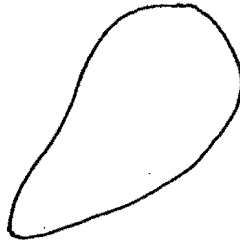
figuur. 12. Lissajous-figuren bij verschillende posities van S3.



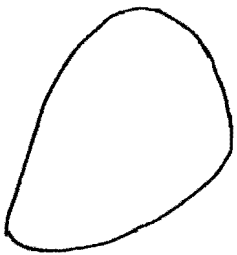
1 cm



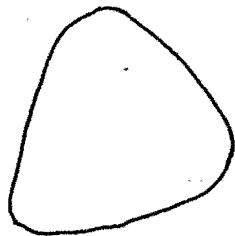
2 cm



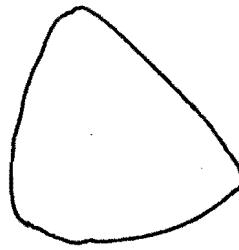
3 cm



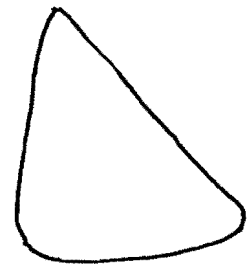
4 cm



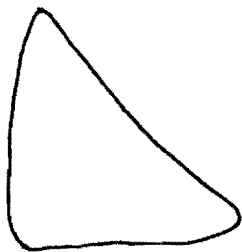
5 cm



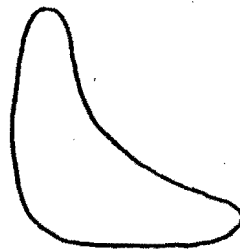
6 cm



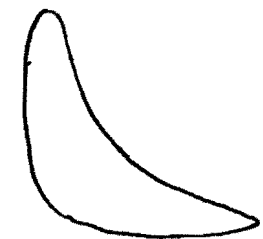
7 cm



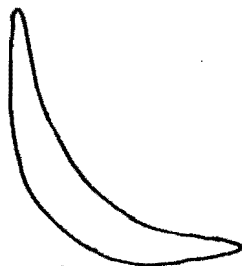
8 cm



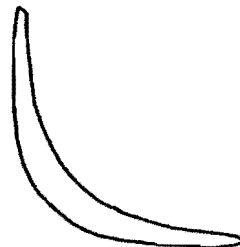
9 cm



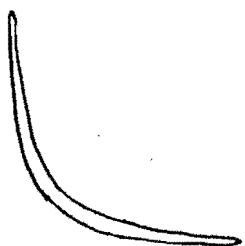
10 cm



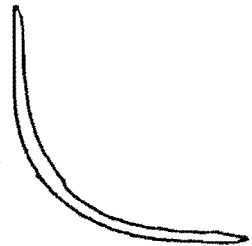
11 cm



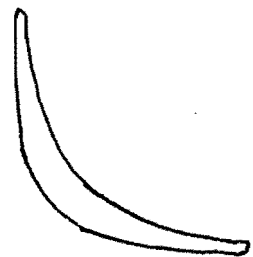
12 cm



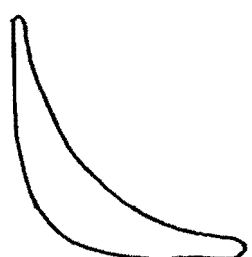
13 cm



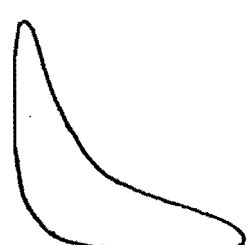
14 cm



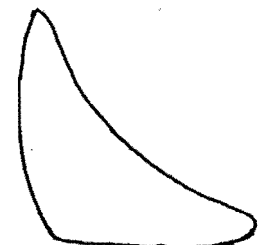
15 cm



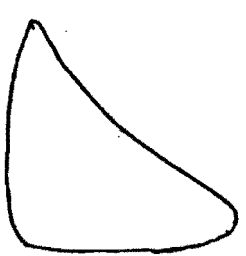
17 cm



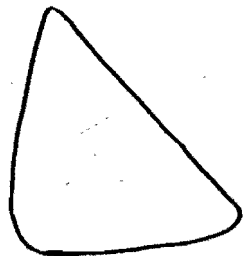
18 cm



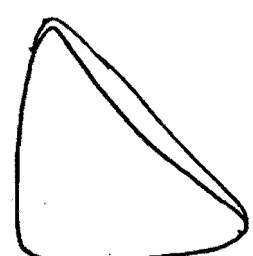
19 cm



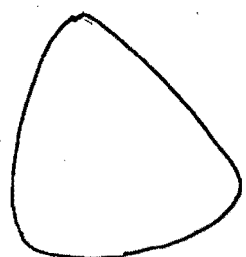
20 cm



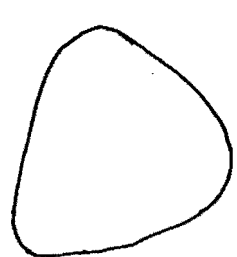
21 cm



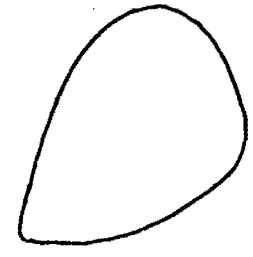
22 cm



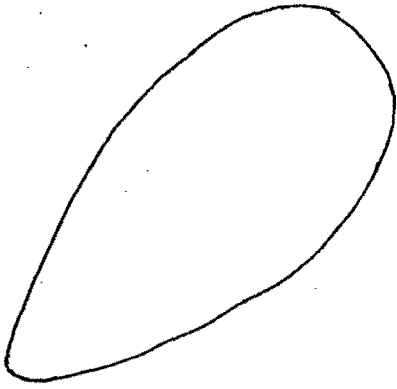
23 cm



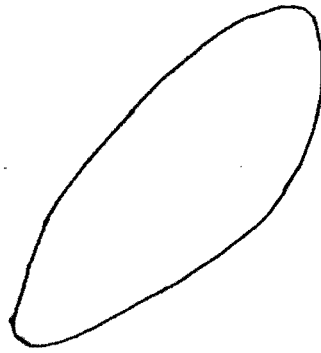
24 cm



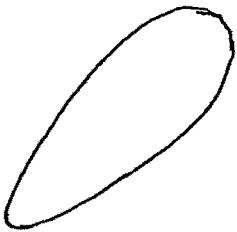
25 cm



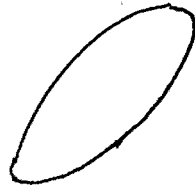
R = 5%



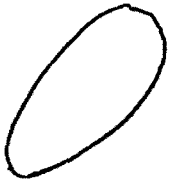
R = 3%



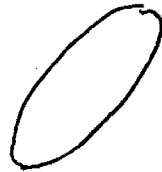
R = 2%



R = 1,5%



R = 1%



R = 0,5%

figuur 13. Lissajous-figuren bij verschillende reflectiecoëfficiënten van S_3 en bij een vaste positie.

V. Uitvoering van de experimenten.

Allereerst zijn de polarisatoren P1 en P2, zie ook figuur 5, zodanig ingesteld, dat op D1 de σ -mode en op D2 de π -mode terecht kwam. De instelling geschiedde als volgt: in plaats van de diode D1 is de spectrum analyser in de gesplitste laserbundel geplaatst, zodat op de scope de mode-structuur zichtbaar werd. Door de polarisator P1 te draaien, kan men een instelling verkrijgen, waarbij alleen de σ -mode doorgelaten wordt.

Door deze handeling op de plaats van D2 te herhalen met dien verstande, dat men hier slechts de π -mode doorlaat, krijgt men twee bundels, die elk een andere mode bevatten.

De afbeelding die achtereenvolgens zichtbaar worden op het scherm van de oscilloscoop, zijn afgebeeld in figuur 14.

Het bleek dat de σ -mode een vertikaal polarisatievlak en de π -mode een horizontaal polarisatievlak had.

Het gehele systeem is vervolgens uitgelijnd.

Met behulp van filter F1 is een instelling bereikt, waarbij slechts enkele procenten van het laserlicht teruggekaatst wordt in de lasercavity.

Het bleek tijdens de experimenten, dat een overmatige terugkoppeling een instabiliteit binnen de laser tot gevolg had, die naast de gewone instabiliteit ten gevolge van temperatuurvariaties optrad.

Het gevoeligst voor terugkoppeling bleek de laser bij modecompetitie, nl., waar de externe spiegel zo geplaatst was, dat er fasequadratuur optrad.

In de gevallen, waarbij de beide modulaties in fase waren daarentegen kon de terugkoppeling tot 10% opgevoerd worden, zonder dat er instabiliteit veroorzaakt werd.

Bij een geschikte instelling van het systeem is de faserelatie gedetecteerd, dat wil zeggen het faseverschil tussen de beide modulaties als functie van de positie van de externe spiegel S3.

Om de spiegel te laten oscilleren, teneinde een lissajousfiguur te krijgen op het scherm van de oscilloscoop, is op het piëzo-kristal een wisselspanning aangesloten.

fig. 14 a

modestructuur zonder
polarisatiefilters

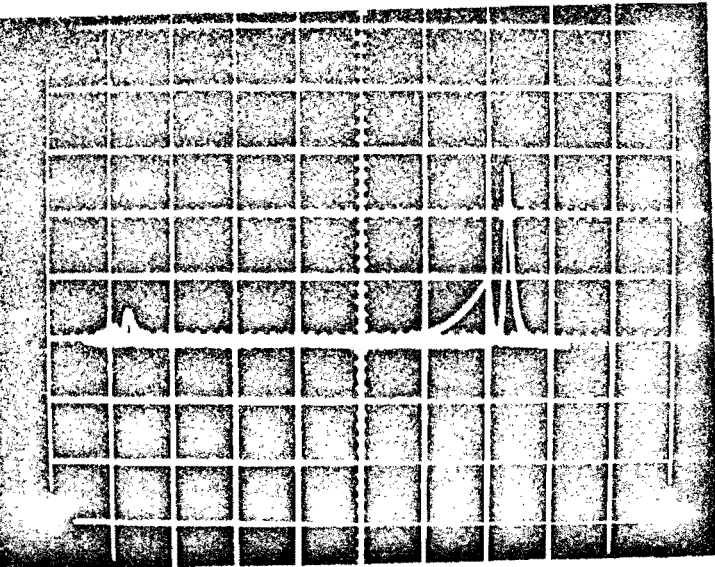
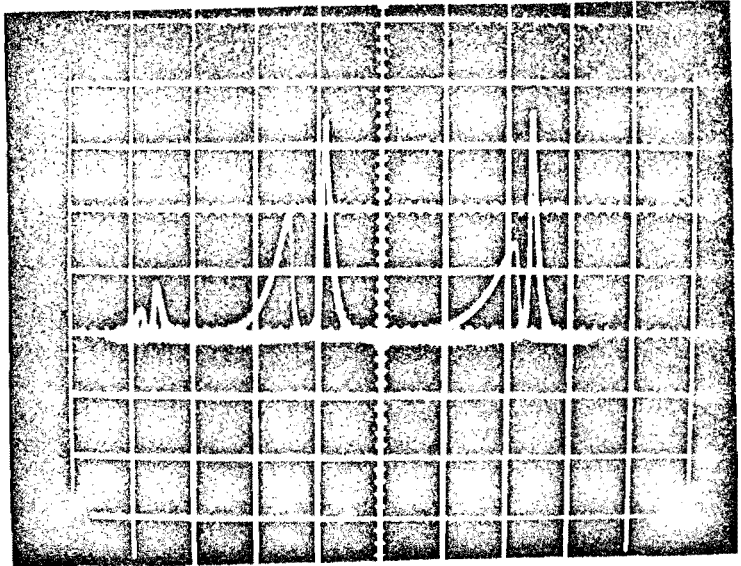
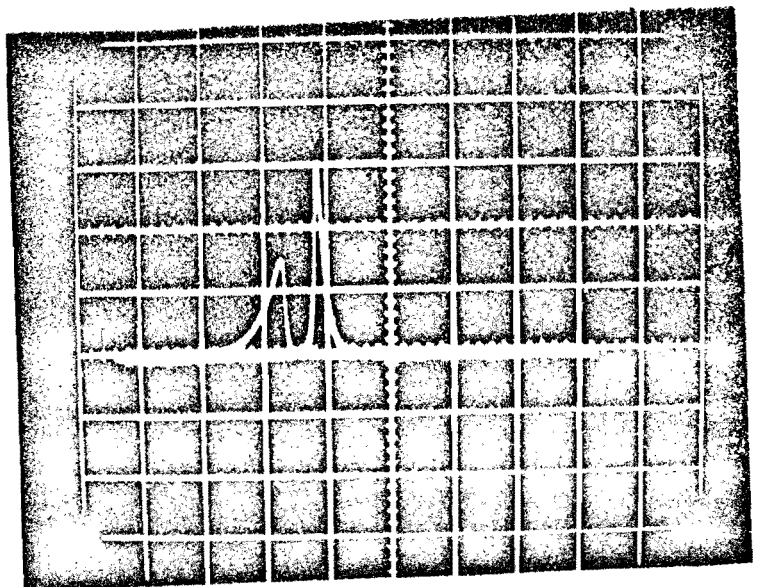


fig. 14 b σ - mode .Stand pola-
risator vertikaal

fig. 14 c π - mode. Stand po-
larisator horizontaal.



Het kristal geeft een uitrekking van $0,44 \mu\text{m}$ bij een aangelegde spanning van 100V, terwijl de golflengte van het laserlicht ongeveer $0,63 \mu\text{m}$ was. Het bleek, dat precies één rondgang langs de lissajousfiguur gemaakt werd wanneer de spanning van 0V tot 80V opgevoerd werd. Spiegel S3 was dan over een afstand van $\frac{1}{2}\lambda$ verschoven.

Volgens de theorie, afkomstig uit de interferometrie, moet de relatie tussen het faseverschil der beide modulaties en de plaats van de externe spiegel een lineair verband opleveren, in figuur 15 afgebeeld als streep-lijn.

De experimenteel bepaalde relatie vertoont echter een geheel ander gedrag. Ook dit gedrag is afgebeeld in figuur 15. De experimenten zijn zeer tijdrovend in verband met de voortdurende instabiliteit van de laser door allerlei uitwendige invloeden, zoals temperatuurvariaties in de experimenteeruimte, en akoestische invloeden.

Het is dus zeer wenselijk een gestabiliseerde laser voor dit soort experimenten te gebruiken, en de omgeving af te schermen.

Om te controleren of de oriëntatie van de externe spiegel invloed heeft op de metingen, zijn de experimenten herhaald, waarbij S3 telkens 90° verschoven werd. De verandering van de oriëntatie bleek geen invloed op de resultaten te hebben.

Verder is het gebleken tijdens de experimenten, dat herhaaldelijk een hinderlijke modulatie van 100 kHz op het meten signaal aanwezig was.

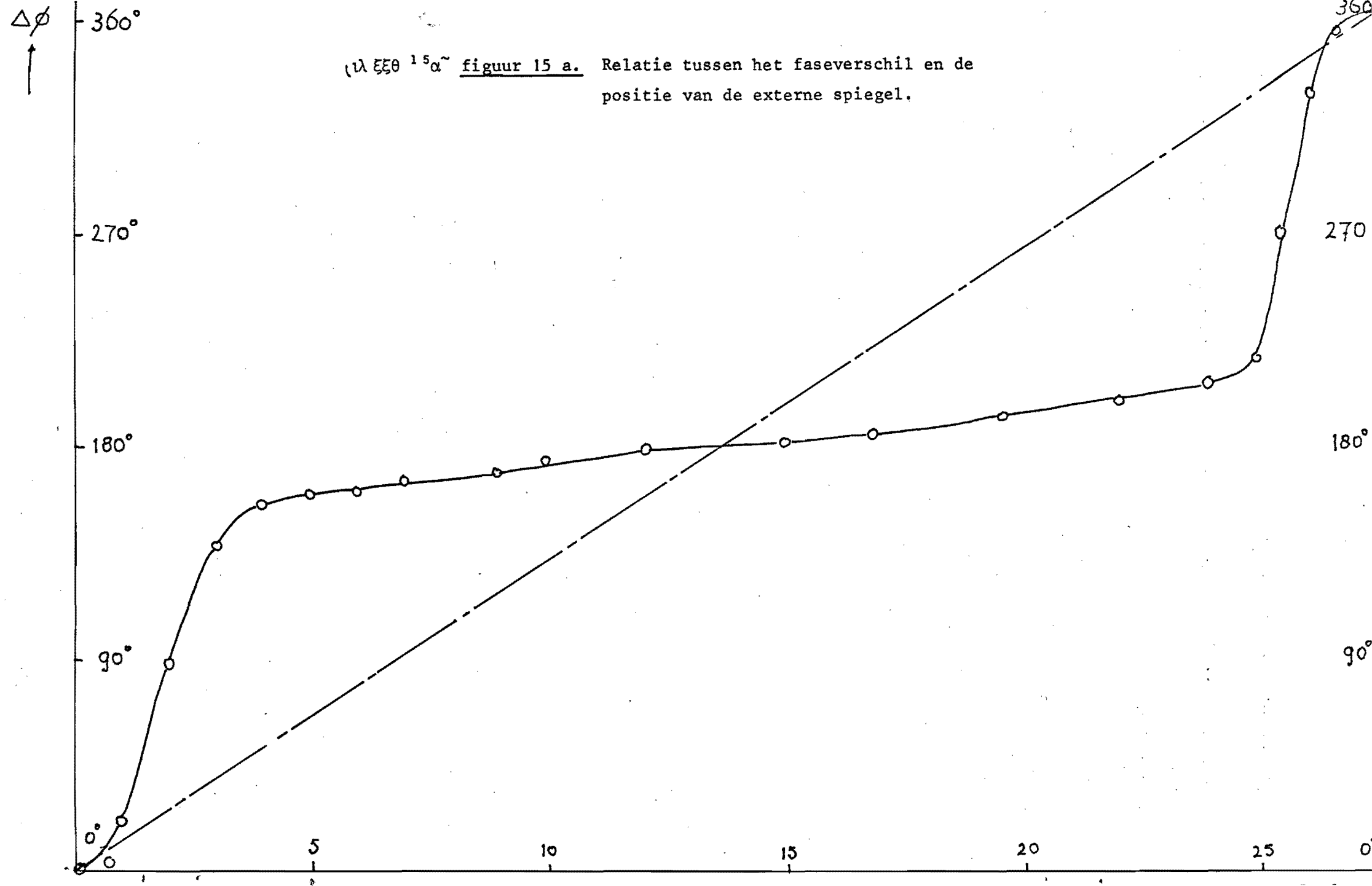
Deze is waarschijnlijk te wijten aan plasmaoscillaties.

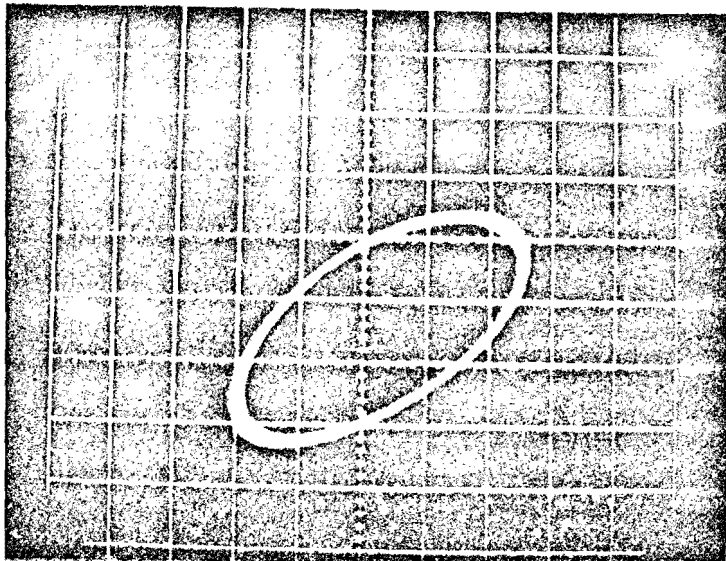
Bij deze instelling van het systeem is tevens met een extra polarisator P3, geplaatst tussen de spiegels S2 en S3, de invloed bekeken, die de draaiing van de polarisator uitoefent op het beeld op de oscilloscoop, gevormd door de signalen afkomstig van D1 en D2.

S3 werd in de positie geplaatst waarbij de beide modulaties in fase zijn.

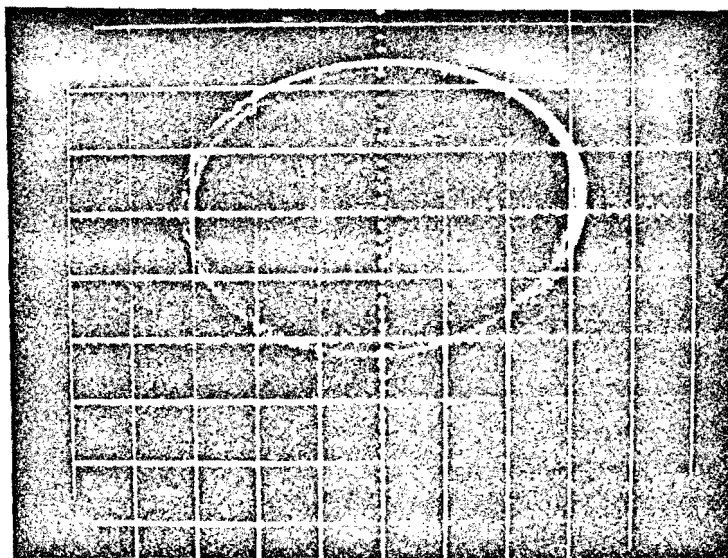
Wanneer nu de polarisator gedraaid wordt valt te verwachten dat het beeld op de scope overeenkomstig meedraait. Dit bleek geenzins het geval.

De beelden bij verschillende standen van de polarisator P3 zijn afgebeeld in figuur 16.

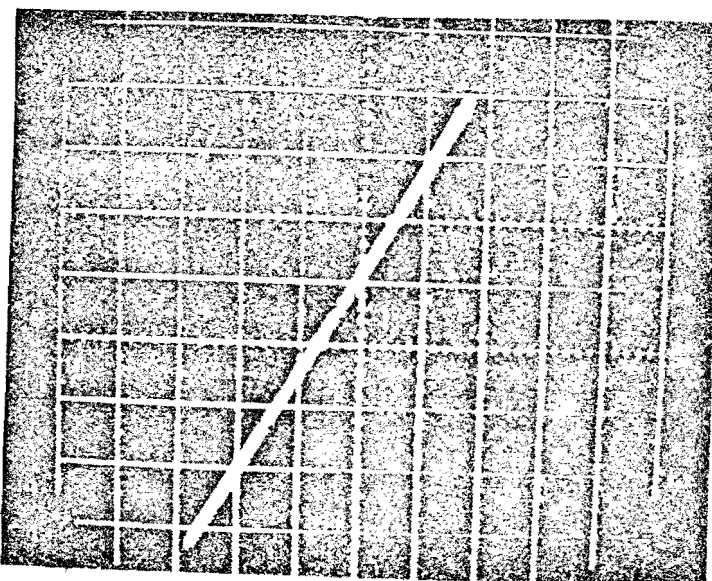




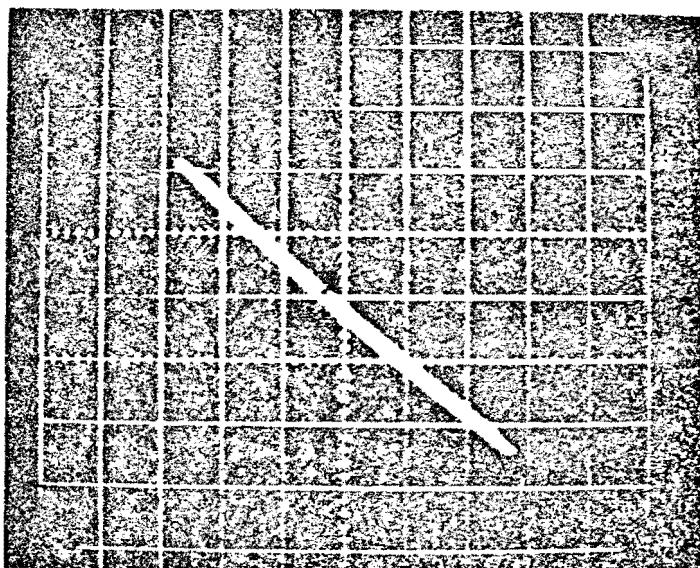
figuur 15b $\Delta\phi = 45^\circ$



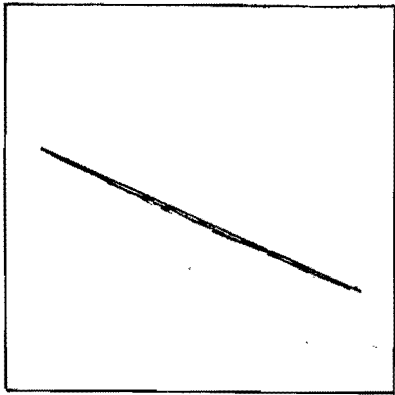
figuur 15.c $\Delta\phi = 90^\circ$, fasequadratuur.



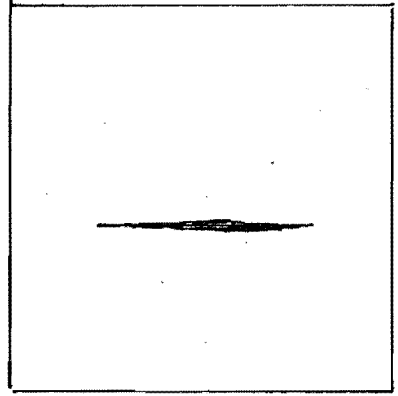
figuur 15d. $\Delta\phi = 0^\circ$, in fase



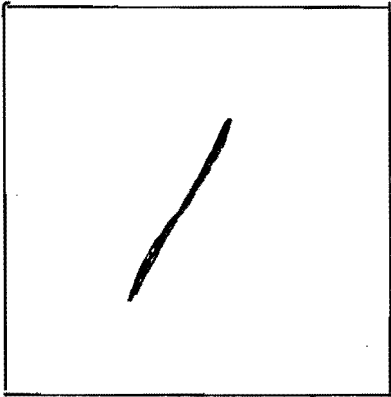
figuur 15.e $\delta\phi = 180^\circ$, in tegenfase.



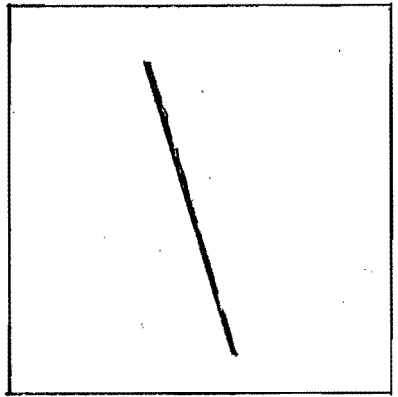
0° (P₃ verticaal)



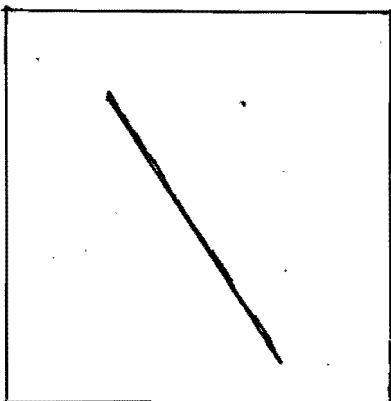
20°



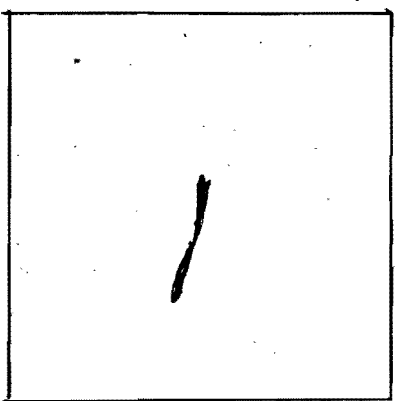
40°



60°



90°



120°

figuur 16. Afbeeldingen op het scherm van de scope bij verschillende standen van polarisator P₃ en met S₃ op een geheel aantal malen de laserlengte.

Zoals uit figuur 16 te zien is, is er wel een rechte lijn aanwezig op het scherm, maar de richting komt niet overeen met de oriëntatie van de polarisator P3.

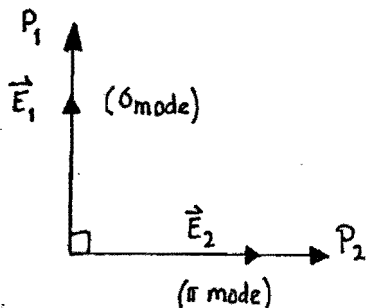
Uit deze resultaten blijkt, dat er een interne koppeling tussen de beide modulaties binnen de laser moet plaatsvinden. Deze koppeling maakt, dat, terwijl men de modulatie op de ene mode volledig wegfiltert met P3, men toch op de diodes d1 én D2 een bijdrage terugvindt.

Dit experimenteel gegeven heeft geleid tot een experiment met een andere instelling van de polarisatoren P1 en P2.

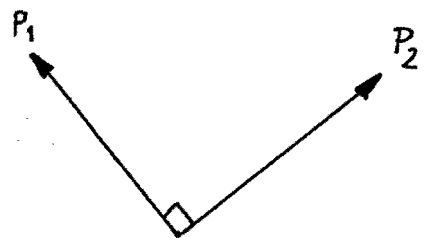
Deze werden zó ingesteld, dat ze elk slechts één der gemoduleerde signalen doorlieten.

De externe spiegel werd eerst op een geheel aantal maal de laserlengte geplaatst. Vervolgens werd polarisator P3 ingesteld zó, dat er slechts één mode werd doorgelaten. Dit werd gecontroleerd door met F2 een gedeelte van de laserbundel uit te koppelen en op de optische spectrum-analyser af te beelden.

De polarisatoren P1, P2 werden nu dusdanig gedraaid, dat slechts één de modulatie doorliet. Dit werd herhaald voor de andere mode. Het bleek achteraf, dat de stand van de polarisatoren 45° gedraaid was ten opzichte van die tijdens de vorige experimenten, zie figuur 17.



figuur 17. stand van P1 en P2 tijdens de eerste experimenten na instelling op de ongemod. modes.



stand P1 en P2 na instelling op de modulaties

Bij de bepaling van de relatie tussen het faseverschil tussen de beide modulaties en de stand van de externe spiegel S3 bleek men een lineair verband aan te treffen zoals dat eerder afgebeeld is in figuur 15a.

VI. Conclusies en aanbevelingen.

Zoals uit de resultaten van dit onderzoek blijkt is het mogelijk met deze relatief simpele opstelling fasequadratuur te krijgen en verder lijkt het een bruikbare methode om plasmadichtheden te meten, hoewel deze experimenten als zodanig nog niet zijn uitgevoerd.

Wel blijft het probleem van de stralingsterugkoppeling in de laser en de kennelijke draaiing van de polarisatievlakken der beide modes bestaan. Het verdient dan ook aanbeveling het experiment dat het interferometrische model bevestigt te herhalen, daar, indien het optreden van draaiing juist is, de eerste meting foutief is en wel in die zin dat op beide fotocellen een menging van beide modulaties plaatsvindt, waardoor er misschien wel een vorm van fasequadratuur optreedt maar deze zeker niet de goede is.

Ook kan worden gesteld, dat het interferometrische model beter het experiment beschrijft dan het model van Peek e.a. Er is in het laatste geval uitgegaan van een bepaalde formulering voor de intensiteit van de laser binnen de cavity, die nogal simpel is. Het is daarom aan te raden via de theorie van bijv. Lamb een betere beschrijving van genoemde laserintensiteit te vinden en daaruit een mogelijk betere beschrijving van het lasergedrag af te leiden. Verder dient de hier gebruikte laser (SP-133) vervangen te worden door een laser waarvan theoretisch vaststaat dat oscillaties in slechts twee modes mogelijk zijn. De hiervoor aangeschafte Hughes H-3121 laser lijkt de meest geschikte.

Ook hiermee zullen op korte termijn experimenten dienen te worden uitgevoerd om zijn gedrag beter te leren kennen.

literatuuroverzicht.

- (1) Asby - Jephcott, Lett. 3 (1963) 13.
- (2) Peek, Boldwijn en Alkemade Am. J. Phys. 35 (1967) 820.
- (3) Stageverslag W.M. Sluyter, THE 1977.
- (4) Handleiding Optical Spectrum Analyser model SA 7500,
Jodon Engineering Associates inc., 1969.
- (5) A.E. Siegman An introduction into lasers and masers,
Mc Graw Hill Book Company.
- (6) T. Yoshino, Japanese Journal of applied physics, 11 (1972) 263.
- (7) Born en Wolff, Principles of optics.

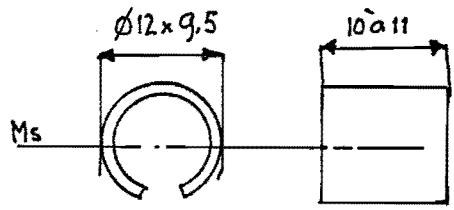
Lijst der gebruikte symbolen.

c	lichtsnelheid
E	elektrische veldvector
I	intensiteit
k	golftal
L, L_1	lengte lasercavity
L_2	afstand van de laser tot de uitwendige spiegel
n	integer
n_c	complexe brekingsindex
Q	kwaliteitsfactor voor de laser
R	reflectiecoëfficiënt
r	amplitude-reflectiecoëfficiënt
t	tijd
v_g	groepsnelheid van de laserbundel
α	fasesprong, die optreedt t.g.v. passeren spiegel
α'	signaalversterking van de laser
α_o	verliesfactor
α_m	versterkingsfactor
β	verzadigingsparameter
θ	fase van de modulatie
λ	golflengte van het laserlicht
ν	frequentie van het laserlicht
ω	cirkulair golftal van het laserlicht.

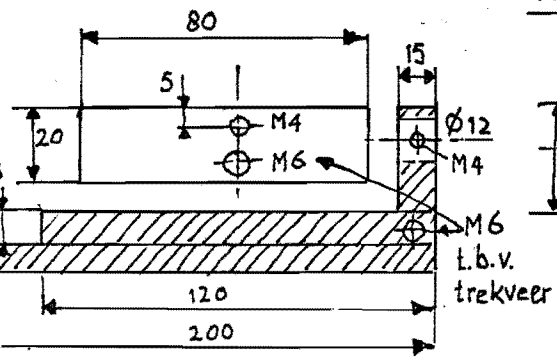
APPENDIX

Tekst programma ter berekening Lissajousfiguren a.d.hv. model van Peek.

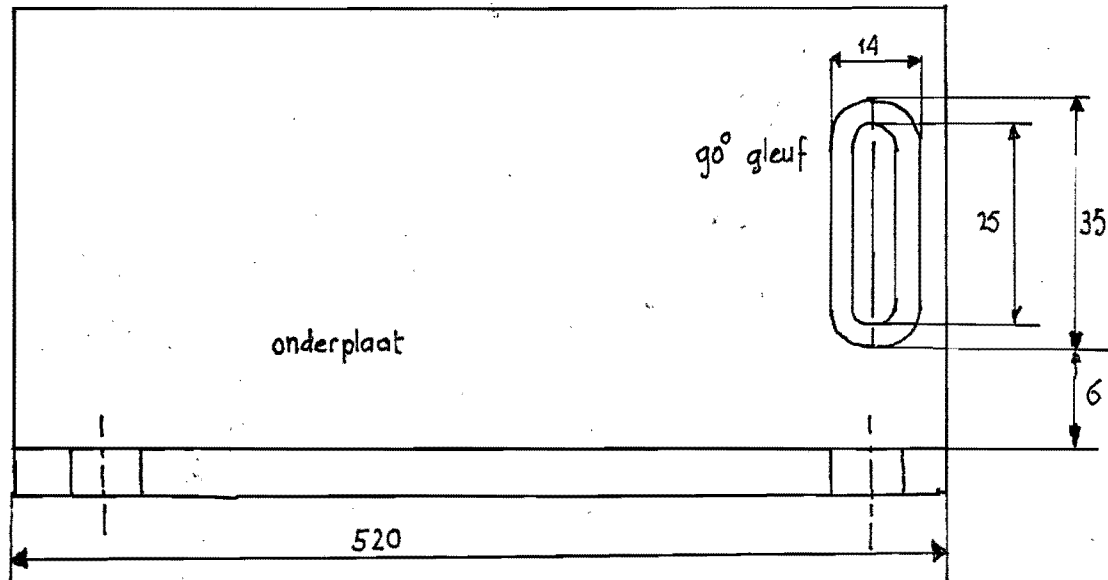
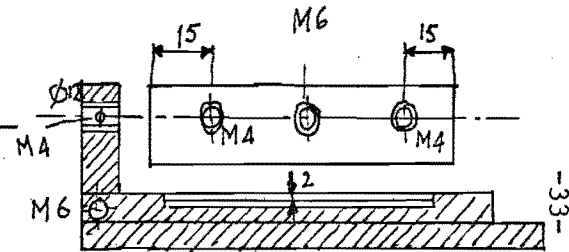
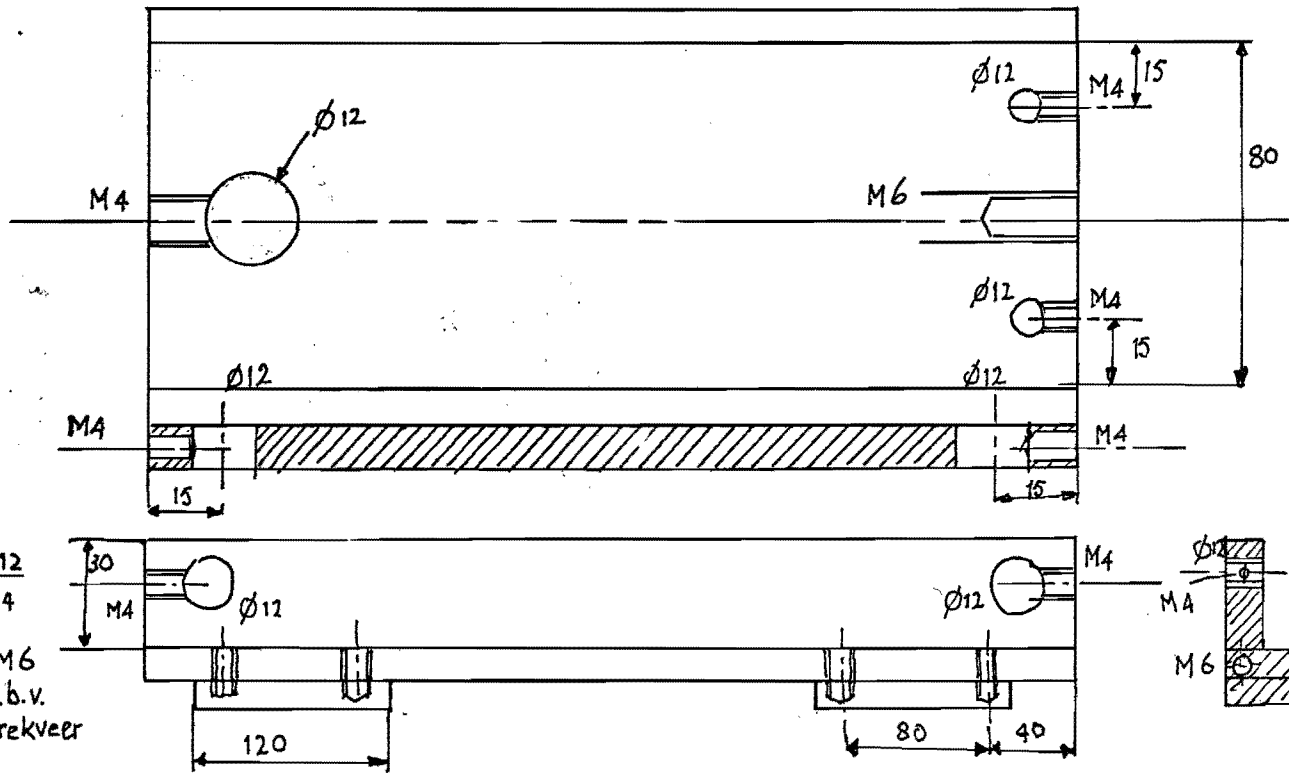
```
begin file input, output;  
real r2,r3,lo,s,pi;  
integer i,j,m,n;  
real array i1,i2,i3,i4(0:1000);  
read(input,/,r2,r3,m);  
for n:=1 step 1 until 27 do  
begin lo := n/27;  
    write(output, //,"R2",x4,"R3",x4,"lo",x8,"M",/// );  
    write(output, F4.2,x2,F4.2,x2,F6.2,x2,F6.2 ,r2,r3,10,m);  
    s:=1/m;  
    pi:=3,14158;  
    write(output, /,"i(1)",x8,"i(2)" );  
    for i:=0 step 1 until m do  
    begin i1(i):=ln(1+((1-r2)/r2).(1-((1-r3)/(1+r2.r3+sqrt(r2.  
        r3).cos(i.s.2.pi)))));  
        i2(i):=ln(1+((1-r29/r2).(1-((1-r3)/(1+r2.r3+2.sqrt(t2.  
        r3).cos(i.s.2.pi+lo.2.pi))))));  
    end;  
    for j:=0 step 1 until m do  
    begin  
        write(output, /,F8.4,x2,F8.4,x2,F8.4 ,i1(j),i2(j));  
    end;  
end;  
end.
```

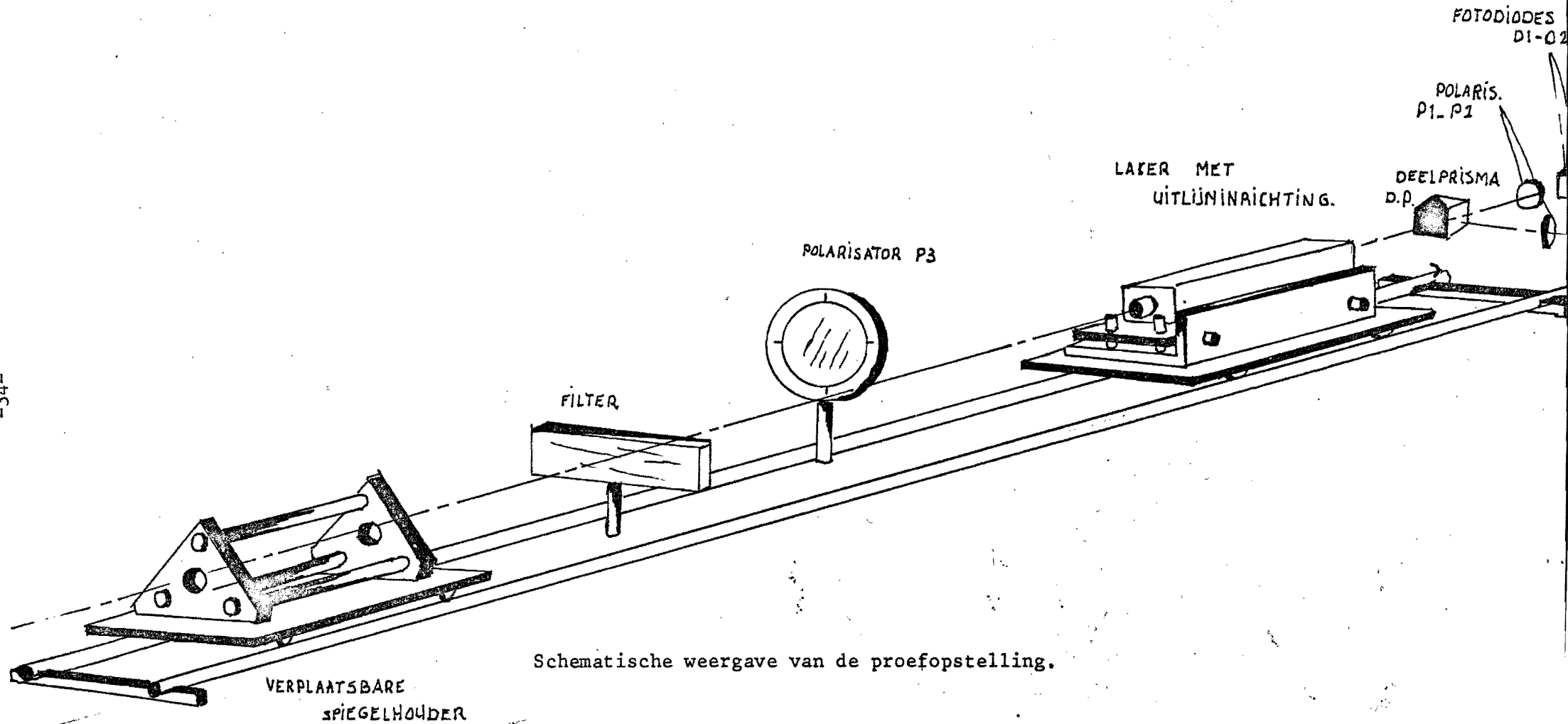


Druk t.b.v. micrometer



ontwerp Laser-uitlijninrichting.





Schematische weergave van de proefopstelling.