

Eigenschappen en toepassingen van lasers

Ir. H. J. RATERINK, Ir. H. VAN DE STADT
en Ir. C. H. F. VELZEL

TECHNISCHE FYSISCHE DIENST TNO-TH

Samenvatting

De werking, karakteristieke eigenschappen en technologie van de laser worden besproken, waarbij de nadruk valt op de helium-neon laser. Verder worden enige toepassingen behandeld, op het gebied van aligneren, interferometrie, polarimetrie en holografie.

Summary

Elementary principles, characteristics and technology of the laser are discussed with a bias towards the He-Ne gaslaser. Some applications are described in the field of optical alignment, interferometry, polarimetry and holography. The experimental work, mentioned in this article, has been carried out by the Optical Group of the Institute of Applied Physics TNO-TH at Delft.

1. Inleiding

De toepassing van lichtgolven in wetenschap en techniek heeft een stimulans en een nieuw perspectief gekregen door de uitvinding van de *laser* (dit staat voor: *light amplification by stimulated emission of radiation*). Dat de uitvinding van de laser inderdaad een wetenschappelijke prestatie van de eerste orde is, blijkt wel uit het feit dat aan de uitvinders, Basov, Prokhorov en Townes in 1964 de Nobelprijs voor natuurkunde werd toegekend. De eer van het realiseren van deze vinding komt toe aan Maiman, die er in juni 1960 in slaagde, uitgaande van een theoretische analyse van Townes en Schawlow (1958), laserwerking in een robijnkristal te doen optreden.

Sindsdien heeft het laseronderzoek vooral in Amerika een grote vlucht genomen. Men beschikt momenteel over een groot aantal media die laserwerking vertonen bij een golflengte binnen het gebied van het verre infrarood tot in het ultraviolet, terwijl het aan laserlicht beschikbare vermogen enorm is toegenomen. De laserstraling is vooral opvallend door zijn:

coherentie: een laser zendt licht uit van één of meer zeer scherp gedefinieerde frequenties;

kleine bundeldivergentie;

grote vermogensdichtheid, die nog sterk kan worden opgevoerd door het laserlicht te focuseren.

Bij het zoeken naar toepassingen zal de nadruk op één of meer van bovengenoemde karakteristieke eigenschappen moeten vallen.

Het onderzoek aan lasers dat sinds april 1964 bij de Optische Afdeling van de TPD geschiedt, concentreert zich op de technologie en de toepassing van gaslasers, terwijl de nodige aandacht ook wordt besteed aan de theoretische aspecten. Samenwerking met andere TNO-laboratoria, die in de loop van 1965 op gang is gekomen, zal een uitbreiding van het werkkterrein mogelijk maken.

2. Werking van de laser

2.1. Versterking door gestimuleerde emissie

Uit de beschouwingen van Einstein over stralingsprocessen volgt de mogelijkheid om uit een medium meer fotonen te krijgen dan men erin stuurt, dat wil zeggen om versterking van elektro-magnetische straling te verkrijgen. Dit principe werd omstreeks 1958 alom toegepast in het gebied van de microgolven, maar men schrok terug voor de toepassing op licht, omdat de benodigde energie om een medium versterkend te maken, evenredig is met de derde macht van de frequentie van de versterkte straling. Het is de verdienste van Maiman, dat hij over deze drempel is heengestapt, met het al genoemde gevolg.

We zullen nu laten zien onder welke omstandigheden een stof lichtgolven kan gaan versterken.

In een atomaire systeem dat twee energieniveaus heeft en dat in wisselwerking treedt met een lichtgolf, kunnen de volgende processen optreden (zie fig. 1).

Als een atoom in de grondtoestand verkeert, kan het een foton absorberen met een frequentie ν , die volgens Bohr gegeven is door

$$h\nu = E_2 - E_1$$

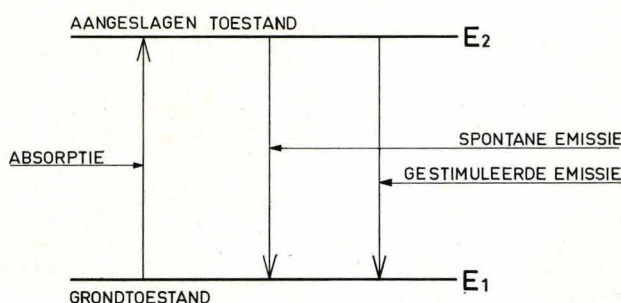


Fig. 1. Straling in wisselwerking met materie.

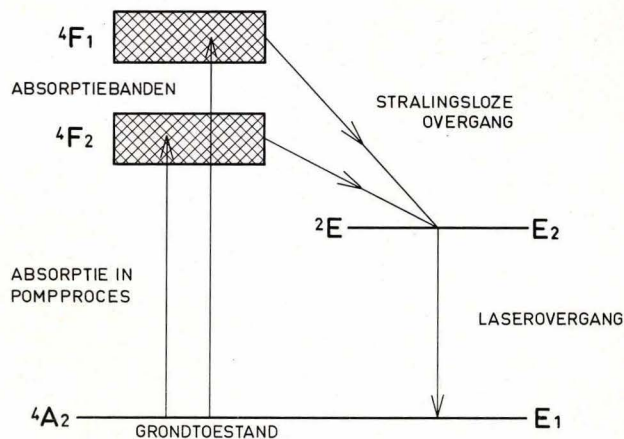


Fig. 2a. Schema van de energieniveaus van een robijn.

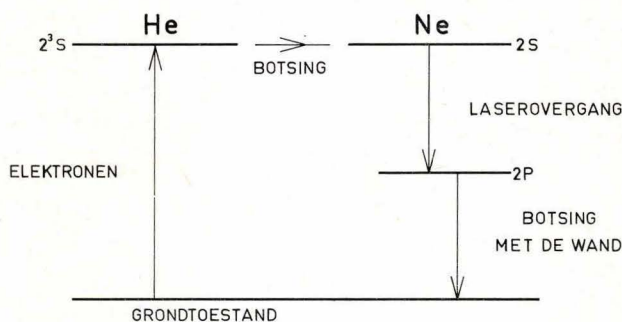


Fig. 2b. Pompproces van de He-Ne-laser.

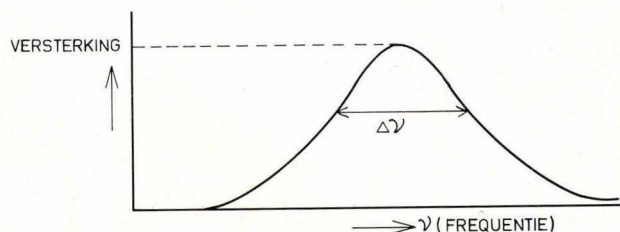


Fig. 3. Versterking als functie van de frequentie.

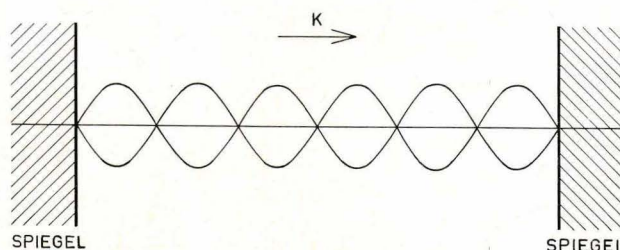


Fig. 4. Staande golf in een interferometer met vlakke spiegels. De vector k wijst in de voortplantingsrichting.

Een atoom in de aangeslagen toestand kan spontaan een foton uitzenden met dezelfde frequentie; het kan ook door de al aanwezige fotonen in de lichtgolf worden gedwongen tot afgifte van een foton. Er zijn dus drie processen: absorptie en spontane, resp. gestimuleerde emissie.

De kans dat absorptie of gestimuleerde emissie van een foton optreedt, is evenredig met het aantal fotonen in de lichtgolf waarmee het atoom in wisselwerking is. De kans op spontane emissie is constant. Als er veel fotonen in de lichtgolf zijn (hetgeen we in de laser gerust mogen veronderstellen), mogen we de spontane emissie wel verwaarlozen.

Als we verder mogen aannemen dat de kans op absorptie van een foton gelijk is aan de kans op gestimuleerde emissie (iets dat Einstein bewees door vergelijking met de stralingswet van Planck), dan is het duidelijk dat er een positieve netto productie van fotonen optreedt zodra er meer atomen in de aangeslagen dan in de grondtoestand zijn. Deze situatie noemt men een *bezettingsinversie*.

Waarom een „inversie”?

In een stof die men aan zichzelf overlaat zal zich een temperatuurevenwicht instellen, waarbij volgens Boltzmann de bezetting van lagere niveaus altijd groter is. Nu willen we deze toestand omkeren: meer atomen in de aangeslagen toestand. We zullen daarom energie aan de stof moeten toevoeren. Dit gebeurt door een zogenaamd pompproces.

2.2. Pompprocessen

We schetsen de pompprocessen die karakteristiek zijn voor resp. vastestof-lasers en gaslasers.

In een robijn bevinden zich Cr^{3+} -ionen die op grote afstanden van elkaar zijn opgehangen in een Al_2O_3 -rooster. Het niveauschema van deze ionen is in fig. 2a aangegeven. Er zijn brede absorptiebanden en scherpe niveaus daar beneden. Dit is kenschetsend voor vaste lasermedia. De scherpe lijnen worden veroorzaakt door een onopgevolde elektronenschil binnen in het chroomion (het Al_2O_3 -rooster kan weinig verbredende invloed hierop uitoefenen). Als men nu op het robijnkristal licht laat invallen van een ernaast opgestelde flitslamp, zullen er vele Cr^{3+} -ionen worden aangeslagen in de bovenste banden (het is gunstig dat deze breed zijn, want hierdoor kan de robijn een groot deel van het spectrum van de flitslamp absorberen). Deze aangeslagen ionen hebben de kans om zonder afgifte van straling (het Al_2O_3 -rooster neemt de energie op) over te gaan naar het bovenste laserniveau. Op deze wijze komt een bezettingsinversie tot stand. Dit proces noemt men „optisch pompen”.

Bij een gaslaser gaat het pompen op een geheel andere manier. We nemen als voorbeeld de helium-neon laser, die het meest wordt gebruikt.

Een schema van de belangrijkste niveaus van de beide atomen vindt men in fig. 2b. Men laat een gasontlading door het sterk verdunde (~ 1 mm Hg) gasmengsel gaan; hierdoor worden heliumatomen aangeslagen, die hun energie door botsing kunnen afgeven aan neonatomen (dit zijn de actieve atomen analoog aan de Cr^{3+} -ionen in de robijn).

De neonatomen worden door deze botsing aangeslagen in het bovenste laserniveau, zodat een bezettingsinversie kan ontstaan.

Een essentieel verschil tussen gaslasers en robijnlasers is, dat bij de gaslaser het onderste laserniveau niet identiek is aan de grondtoestand, terwijl dit bij de robijnlasers wel het geval is (verg. fig. 2a en b). Omdat volgens Boltzmann het grondniveau altijd de neiging heeft voller te zijn dan een hoger niveau, kan in het geval van robijn de bezettingsinversie minder gemakkelijk tot stand komen dan bij het helium-neon systeem. Naast deze processen, die worden gebruikt voor de meeste lasermedia, kennen we nog het pompen door injectie van elektronen en door middel van een chemische reactie. In de Ga-As-diodelaser kan men in de p-n overgangslaag een bezettingsinversie van de elektronen teweegbrengen door een grote stroom door de diode te sturen.

Het jongste type laser, de chemische laser, gebruikt de energie die vrijkomt bij de combinatie van waterstof en chloor om vibratieniveaus van HCl moleculen aan te slaan.

2.3. Lijnverbreding

We hebben tot nu toe de versterking door gestimuleerde emissie bij één frequentie beschouwd, alsof de energieniveaus E_2 en E_1 in fig. 1 volkomen scherp zijn bepaald. Dat zijn ze echter niet.

In een vastestof laser worden de energieniveaus verbreed door wisselwerking van het Cr^{3+} -ion met het omringende kristalrooster van Al_2O_3 .

In een gaslaser speelt het Dopplereffect deze rol; een bewegend atoom „ziet” een iets verschoven frequentie. De verbreding bij een diodelaser ontstaat op een geheel andere manier; men kan hier niet van energieniveaus spreken, maar van banden die een groot aantal niveaus omvatten. Het gevolg van de lijnverbreding is, dat de versterking wordt verdeeld over een frequentiegebied dat een breedte heeft van 300 GHz voor een robijnlaser, 1200 MHz voor een helium-neonlaser, beide bij kamertemperatuur en 1000 GHz voor een tot 77 °K gekoelde diodelaser. De versterking als functie van de frequentie heeft voor de eerste twee gevallen de vorm als geschetst in fig. 3.

2.4. Optische trilhollen

De produktie van fotonen door gestimuleerde emissie, is evenredig met het aantal aanwezige aangeslagen atomen én met het aantal fotonen in de lichttrilling waarmee de atomen in wisselwerking treden.

Het pompproces zorgt ervoor dat er steeds voldoende atomen vertoeven op het bovenste laserniveau. Nu moet er nog voor worden gezorgd dat er genoeg fotonen overblijven om het proces op gang te houden. Daartoe plaatst men de stof in een trilholve. Deze kan voor optische golflengten bestaan uit twee spiegels tegenover elkaar. Het licht kaatst tussen de spiegels heen en weer en blijft zo gedurende een voldoende lange tijd in de trilholve.

Een uit twee spiegels bestaande trilholve is een vorm van de in de optiek welbekende interferometer van Fabry en Pérot, die we hier nu eens niet als filter, maar als energieopslagplaats gebruiken.

We moeten, om het laserpocoes op gang te houden, maken dat de produktie van fotonen in het medium

opweegt tegen de verliezen die ontstaan doordat het licht de interferometer verlaat, hetzij zijdelings, hetzij doordat de spiegels een gedeelte doorlaten, absorberen of verstrooien.

Het blijkt dat de verliezen minimaal zijn voor bepaalde frequenties, namelijk die waarvoor de trilholve resoneert.

Dit is alleen het geval als een golf, na één rondgang door de interferometer weer precies dezelfde fase, amplitude en polarisatie heeft als waarmee hij vertrok. Een golf die hieraan voldoet heet een trillingswijze of „mode” van de trilholve. De modes worden gekarakteriseerd door hun frequentie, amplitudeverdeling en polarisatietoestand.

De frequentie van de eenvoudigste modes, die waarbij het licht zich evenwijdig aan de as van de interferometer (fig. 4) in de richting van K voortbeweegt, is te berekenen uit de overweging dat twee maal de lengte van de laser een geheel aantal golflengten moet zijn:

$$2l = p\lambda, \text{ en } C = v\lambda$$

zodat:

$$v = \frac{pc}{2l}$$

waarin c de lichtsnelheid is.

Tussen twee van deze axiale modes is dus een frequentieverschil:

$$\delta v = \frac{c}{2l}$$

Bij een laserlengte van 1 meter is δv dus van de orde van 150 MHz. De amplitudeverdeling stelt zich zo in dat de amplitude aan de rand van de spiegels het kleinst is; er is dan zo weinig mogelijk verlies door buiging aan de rand. Berekening wijst uit dat de amplitudeverdeling in een vlak loodrecht op de as, voor de axiale modes een Gaussfunctie is. De transversale modes, waarbij de golfvronten scheef door de interferometer lopen, hebben frequenties die telkens tussen twee axiale modes in liggen. De karakteristieke amplitudeverdelingen van deze modes zijn ingewikkelder dan van de axiale modes; er zijn knooppunten en buiken in te ontdekken. De laser kan, zoals gezegd, werken bij die frequenties waarvoor de versterking groter is dan de verliezen van de interferometer. Laserwerking zal dus optreden voor die resonanties waarvan de frequentie ligt bij het midden van de versterkingskromme, zoals we die in fig. 3 hebben geschetst. De eenvoudigste modes, de axiale, hebben ook de minste verliezen; er zullen dus meestal zoveel axiale modes optreden als in de top van de kromme een plaats kunnen vinden.

Bij een robijn zijn dat er heel wat, omdat de lijnbreedte zo groot is; bij een gaslaser (lijnbreedte 100 MHz, afstand tussen de modes 150 MHz) maar enkele (zie fig. 5).

Wat is nu de beste vorm voor een optische trilholve?

Het is duidelijk dat twee vlakke spiegels tegenover elkaar geen bevredigende oplossing vormen; als ze niet heel precies evenwijdig staan, zal een lichtstraal snel uit de trilholve lopen. Beter is het om één

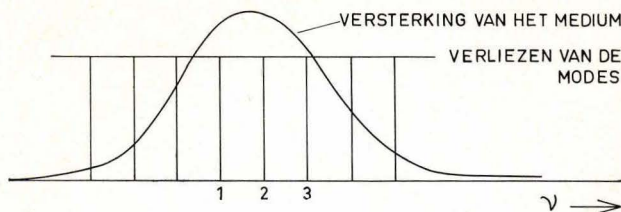


Fig. 5. Verliezen van de modes, vergeleken met de versterking in het medium; laserwerking is mogelijk voor de modes 1, 2 en 3.

of beide vlakke spiegels te vervangen door holle; het licht wordt als het ware nu steeds teruggeworpen naar de as van het systeem. Vooral bij gaslasers, waar de versterking slechts een paar procent per rondgang bedraagt, moet men letten op een zo voordelig mogelijke vorm van de trilholtte. Men kiest meestal een confocale opstelling — twee holle spiegels met bijna samenvallend brandpunt — of een hemisferische opstelling — een vlakke spiegel en een holle waarvan het kromtemiddelpunt c buiten de vlakke spiegel ligt (fig. 6).

De uitkoppeling van energie uit de trilholtte geschiedt door één van de spiegels, of beide, wat licht te doen doorlaten. Men moet het percentage doorlating met beleid kiezen. Is het te weinig, dan benut men de in de trilholtte opgeslagen energie slecht, is het teveel dan zal de laser op een te laag peil werken, omdat de verliezen te groot zijn.

De lichtgolven die de laser hebben verlaten, hebben een grote spectrale zuiverheid en een kleine bundeldivergentie en zijn elliptisch gepolariseerd. Zoals uit het voorgaande blijkt is dit te verklaren door ze te beschouwen als trillingswijzen van een verliesvrije trilholtte.

3. Karakteristieke eigenschappen

In *vastestof lasers* wordt het lasermedium gevormd door een kristalrooster of een glasachtige stof, waarin de actieve laser-ionen als verontreinigingen voorkomen. Behalve Cr^{3+} -ionen in Al_2O_3 voldoen alle zeldzame aardmetalen en uranium aan de bovengenoemde eisen voor het niveauschema, indien ze als ionen voorkomen in materialen, zoals Al_2O_3 , CaF_2 , CaWO_4 of glas.

De golflengten bij deze lasermedia liggen alle beneden $3 \mu\text{m}$, omdat de absorptie van het glas of kristal boven $3 \mu\text{m}$ te groot is. De meest gebruikte vastestof lasers zijn Cr^{3+} in Al_2O_3 en Nd^{3+} in glas; hun golflengten liggen respectievelijk bij $0,69 \mu\text{m}$ en $1,06 \mu\text{m}$. Koeling van deze lasermedia heeft een daling van het minimum pompvermogen voor laserwerking tot gevolg, omdat de lijnbreedte nog ver boven het grondniveau van de Nd^{3+} -ionen ligt. Continue werking van vastestof lasers is moeilijk te bewerkstelligen door het lage rendement van een „optische pomp”. Met een flitslamp als pomp kunnen echter korte, sterke laserpulsen worden ge-

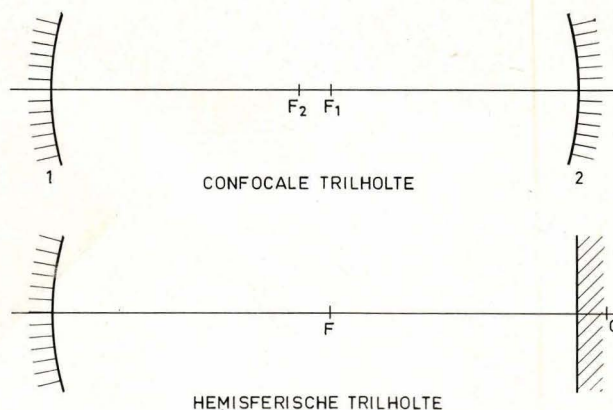


Fig. 6. Vormen van de optische trilholtte.

produceerd, waarvan met speciale voorzieningen, die de pulsduur tot minder dan 40 nsec beperken, het piekvermogen tientallen megawatts kan bedragen. De puls-frequentie bij dergelijke grote piekvermogens ligt niet hoger dan enkele pulsen per seconde. De vastestof lasers produceren in het algemeen zeer veel modes tegelijk; optisch gezien is het geproduceerde golf-front dan ook verre van ideaal.

Het grootste verschil tussen vastestof lasers en *gaslasers* is het grotere rendement, dat de gasontlading als pomp-proces oplevert. Hierdoor is het mogelijk om vrijwel alle gassen bij één of meer golflengten te laten „laseren”. De golflengten, waarbij laserwerking in gassen is geconstateerd, lopen van $0,235 \mu\text{m}$ tot meer dan $100 \mu\text{m}$. De eerste gaslaser was gevuld met Helium en Neon (zie boven) en werkte bij $1,15 \mu\text{m}$. Dezelfde laser kan ook bij $0,633 \mu\text{m}$ en $3,39 \mu\text{m}$ werken. Een eenvoudige manier om een selectie tussen de verschillende golflengten te verkrijgen, is het gebruik van spiegels, die slechts in een bepaald golflengtegebied een hoge reflectiecoëfficiënt hebben. Hierdoor zal de interferometer alleen in dat gebied een hoge kwaliteit hebben en alleen daar zal de trilholtte dus „ontdempt” zijn. Door het beperkte aantal molekulen is het vermogen van een gaslaser veel lager dan dat van een vastestof laser. In de praktijk heeft men He-Ne lasers vervaardigd met een continu vermogen van 100 mW bij $0,633 \mu\text{m}$.

Door grote stromen door de ont-ladingsbuis te voeren, kan laserwerking optreden tussen ionen-niveaus. Men spreekt dan van *ionenlasers*, de nieuwste ontwikkeling bij de gaslasers. Een voorbeeld van een ionenlaser is de argonlaser, die o.a. bij de golflengten $0,5145 \mu\text{m}$ en $0,4880 \mu\text{m}$ werkt, met een vermogen van méér dan één watt. Bij grote stromen moet de gasont-ladingsbuis met water worden gekoeld. De spectrale zuiverheid, de evenwijdigheid van de bundel en de kwaliteit van het geproduceerde golf-front zijn verre superieur aan de vastestof lasers, omdat gassen een bijna ideaal medium vormen, in tegenstelling tot vaste stoffen, die veel spanningen en inhomogeniteiten in zich bergen.

Een derde type laser wordt vertegenwoordigd door de *halfgeleider diodes*. Zeer hoge percentages voor donor- en acceptor-concentraties geven een grote waarschijnlijkheid voor recombinatie in de buurt

van de grenslaag, onder invloed van een injectiestroom. De trillholte wordt hier door de diode zelf gevormd; door de hoge brekingsindex is de reflectiecoëfficiënt ongeveer 35%. De geproduceerde golflengte komt overeen met de energie-afstand tussen de geleidings- en de valentieband van de elektronen. Het meest gebruikt wordt de Ga-As-diode, die bij 0,842 μm werkt. Andere diodes geven golflengten vanaf 0,65 μm , tot ongeveer 5 μm . Voor een efficiënte werking is koeling beslist noodzakelijk, omdat het minimum pompvermogen stijgt met de derde macht van de absolute temperatuur. Temperatuurvariaties zijn hinderlijk, omdat de golflengte dan aanzienlijk verandert. In „puls”-bedrijf kunnen piekvermogens van 100 watt worden bereikt met een frequentie van enkele tientallen pulsen per seconde; in continu bedrijf kan bij goede koeling een vermogen van 3 watt worden bereikt. De bandbreedte van de laserstraling is groot in vergelijking met andere soorten lasers, er worden zeer veel verschillende modes geproduceerd en het golffront is optisch gezien zeer slecht.

4. Technologie van gaslasers

We zullen nu beschrijven, hoe de meest gebruikte met zichtbaar licht werkende He-Ne lasers worden gefabriceerd.

Het gas zit opgesloten in een buis van kwartsglas of pyrex. De lengte ligt in vele gevallen in de buurt van één meter; de inwendige middellijn is 4 à 8 mm. Laserbuisen met een lengte van 30 cm en met kleinere inwendige middellijnen worden door verschillende producenten vervaardigd. De uiteinden van de buis kunnen worden afgesloten door ongecoate vensters, die dan onder de brewsterhoek moeten staan; het laserlicht is dan lineair gepolariseerd in de richting die het brewstervenster zonder verliezen doorlaat. De buis kan ook worden afgesloten door vensters, die van antireflectiecoatings zijn voorzien; deze vensters staan loodrecht op de as van de buis en het laserlicht bestaat nu uit twee onderling loodrechte, lineair gepolariseerde bundels. De buis kan ook direct worden afgesloten door de spiegels, die de interferometer vormen; de spiegels moeten dan echter van goede kwaliteit zijn, omdat ze anders worden beschadigd door de fotonen, ionen en elektronen van de gasontlading, terwijl de spiegels in één keer in de goede positie op de buis moeten worden gekit en daarna niet meer kunnen worden bijgesteld of verwijderd.

De gasdruk is ~ 1 mm Hg, de mengverhouding bij voorkeur 7 delen helium op een deel neon.

De gasontlading kan worden geïnduceerd door een hoogfrequent oscillator. Het voordeel is dan, dat de elektroden buitenop de buis kunnen worden aangebracht en het gas dus niet verontreinigen. De gasontlading is echter niet erg homogeen en stabiel. Indien twee elektroden met het inwendige van de laserbuis worden verbonden, kan een zeer homogene en stabiele gelijkstroomontlading op gang worden gehouden; de elektroden mogen het gas niet verontreinigen, dat zou dodelijk zijn voor de laserwerking.

Zoals reeds duidelijk is gemaakt, moeten de spie-

gels zoveel mogelijk reflecteren in een bepaald golflengtegebied.

Dit wordt in het zichtbare en nabije infraroodgebied bereikt door aanbrengen van een groot aantal dunne laagjes op het goed gepolijste glasoppervlak. De laagjes hebben afwisselend een hoge en een lage brekingsindex (bijv. MgF_2 en ZnS) en alle laagjes hebben een dikte van een vierde deel van de gewenste golflengte. In het verre infrarood worden meestal metaalspiegels gebruikt (goud of aluminium coatings). De meest effectieve manier om een goede selectie tussen de verschillende golflengten te krijgen is het gebruik van een „Brewster-prisma” tussen de spiegels. Het laserlicht doorloopt het prisma in minimumdeviatie, de tophoek is zo gekozen, dat het licht onder de brewsterhoek invalt om zo min mogelijk verliezen te introduceren.

Door de dispersie van het prisma wordt het licht voor elke golflengte over een andere hoek afgebogen en kunnen de spiegels dus steeds maar voor één golflengte tegelijk een interferometer met hoge kwaliteit vormen. Op deze manier kunnen bij laserovergangen met een lijnstructuur ook de minder waarschijnlijke overgangen gaan „laseren”, omdat de overheersende invloed van de meest waarschijnlijke overgang wordt vernietigd. Tenslotte heeft het voordelen om gaslasers te voorzien van een reservevolume en enkele reserve-vultuiten. Het reservevolume moet groter zijn dan het volume van de laserbuis en dient voor het elimineren van „cleanup” verschijnselen. Hieronder verstaat men de vermindering van de gasdruk, die het gevolg is van het diffunderen van ionen of molekulen in de wand, onder invloed van de gasontlading.

Deze geleidelijk optredende vermindering van de gasdruk verlaagt uiteraard de levensduur van de laser. Het reservevolume, waar natuurlijk geen gasontlading door gaat, verhoogt de levensduur belangrijk en geeft bovendien stevigheid aan de laserbuis. Door het aanbrengen van reserve-vultuiten kan de laser opnieuw worden gevuld als de „cleanup” toch nog schadelijk mocht werken. Bij beschadiging kunnen de afsluitvensters worden vernieuwd, zonder dat lucht in de buis treedt.

Fig. 7a geeft een d.c. laserbuis weer met reservevolume en reservevultuiten, zoals die bij de TPD wordt vervaardigd, in samenwerking met de Optische Slijperij, de Glasinstrumentmakerij, de Pompkamer en de Opdampafdeling van de Afd. Technisch Natuurkunde van de TH te Delft.

In fig. 7b is een opstelling van een argon laser (ionenlaser) weergegeven, voorzien van een koelmantel en verbonden aan een pompinstallatie.

5. Toepassingen

In verschillende gebieden van de wetenschap heeft de laser reeds toepassingen gevonden, hoewel het aantal praktische toepassingen nog beperkt is.

Het meest bekend zijn de toepassingen, waarbij laserbundels met grote vermogens voor mechanische bewerkingstechnieken worden gebruikt, de laser afstandmeter en mikro-spektroskopie met gefocusseerde laserbundels. Verder tekenen zich belangrijke ontwikkelingen af in de biologie en sommige gebieden van de medische wetenschap. Doordat het

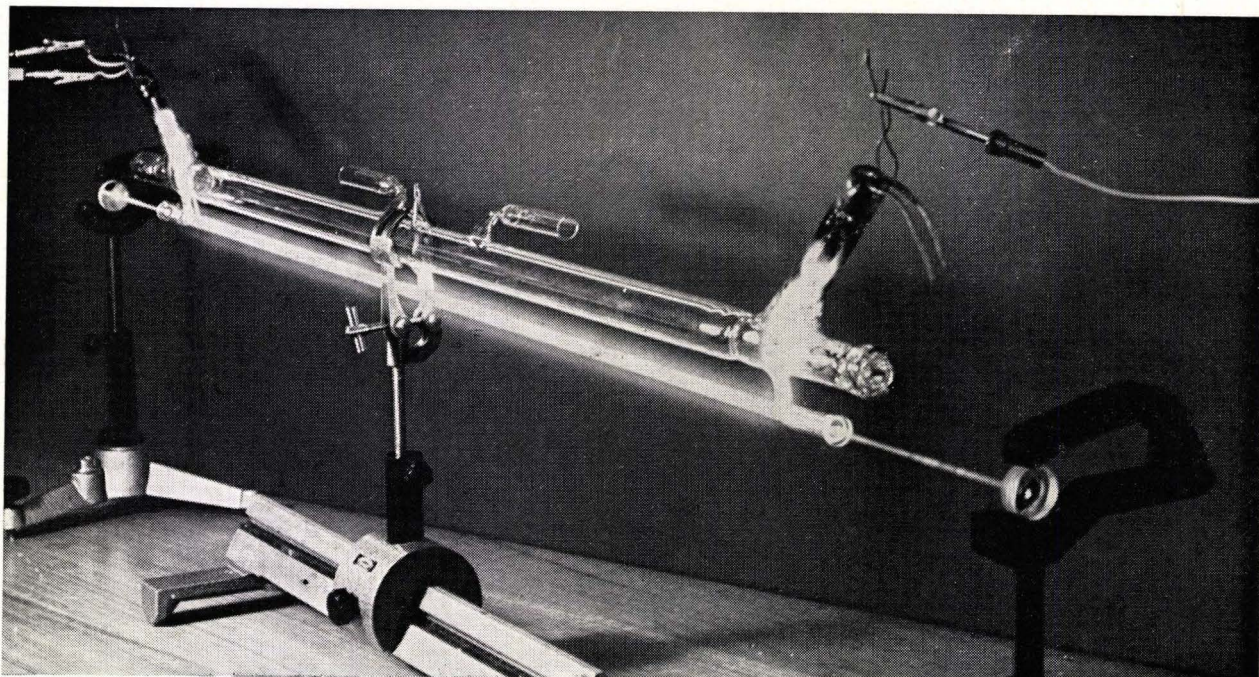


Fig. 7a. He-Ne-laser met vlakke vensters.

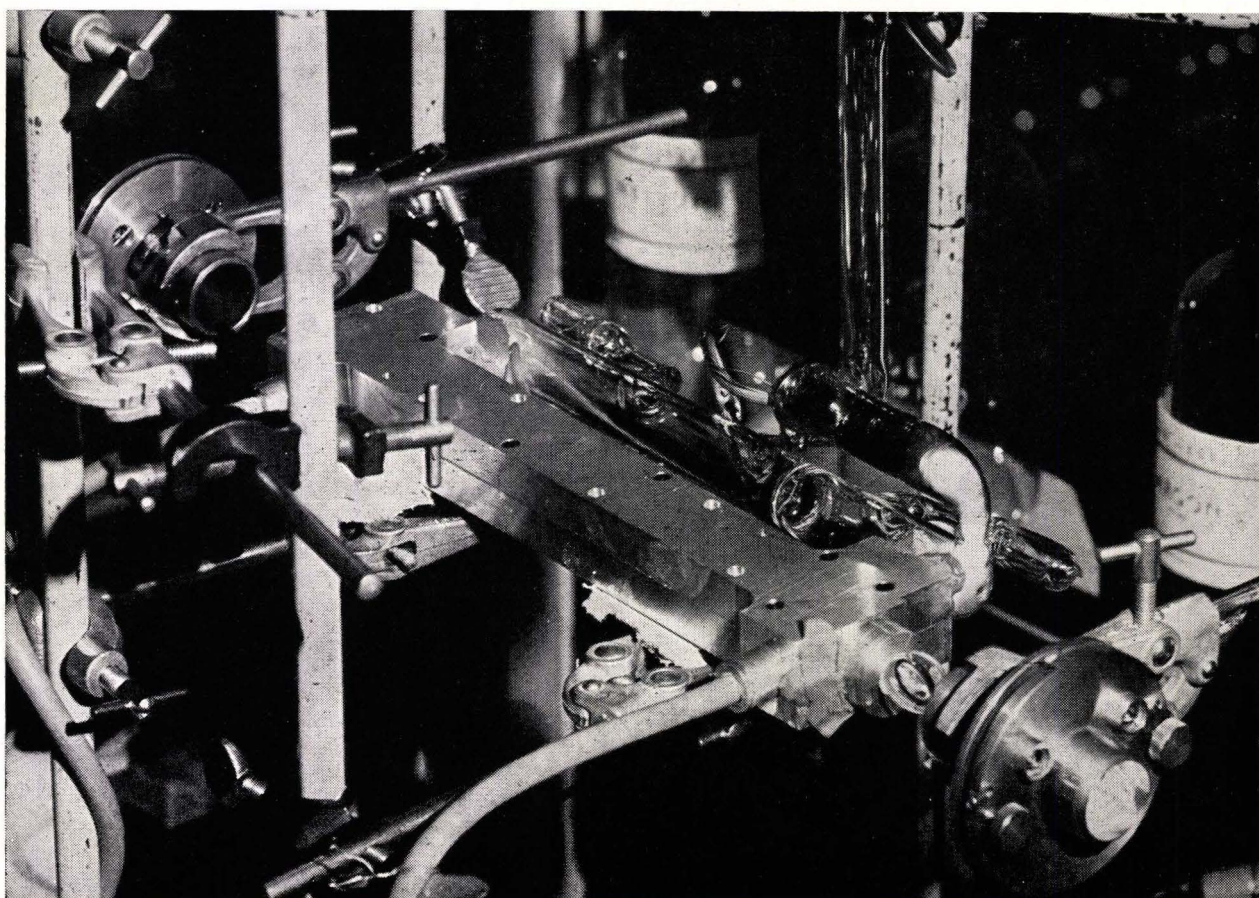


Fig. 7b. Argonlaser aan de pomp.

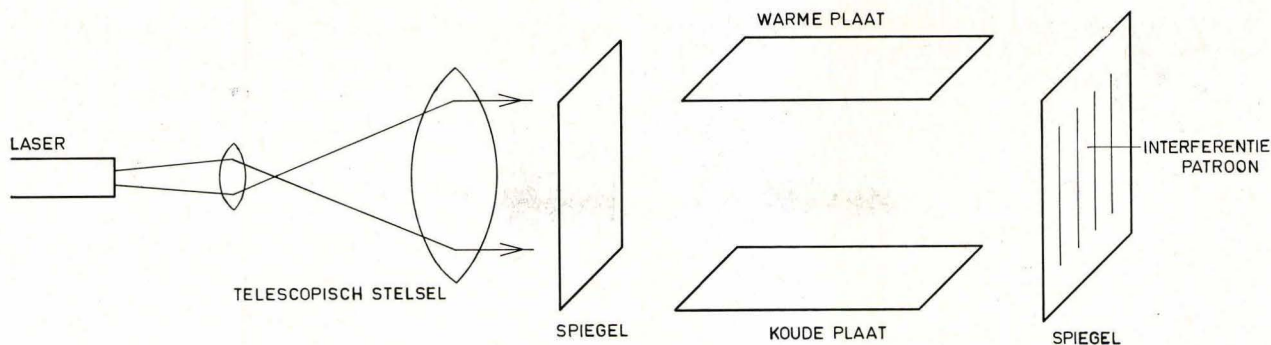


Fig. 8. Opstelling van de wig-interferometer voor het meten van kleine temperatuurgradiënten.

aantal beschikbare golflengten en het vermogen steeds toenemen zal ongetwijfeld ook het aantal toepassingen toenemen.

In dit hoofdstuk worden enkele toepassingen beschreven, waaraan in het lopende TPD laseronderzoek wordt gewerkt.

5.1. Aligneren

Een toepassing, waarbij zeer goed gebruik wordt gemaakt van de bijzondere eigenschappen van de gaslaser, is het aligneren met zoneplaat [7] [8].

Het aligneren is een methode van optisch uitlijnen, waarmee op eenvoudige wijze een drietal punten op een rechte lijn kunnen worden geplaatst of afwijkingen van een punt t.o.v. de rechte lijn kunnen worden bepaald. Van groot belang is de kleine bundeldivergentie van de gaslaser voor het aligneren over grote afstanden. De grote intensiteit maakt het mogelijk om met een snelle filmcamera zeer snelle verplaatsingen te meten; de grote coherentie is zeer bevorderlijk voor een goed contrast in het interferentiebeeld.

Met welke beeldfrequentie moeten we gaan filmen om de beweging van een object, dat met een bepaalde versnelling trilt, goed te kunnen vastleggen? Als we van een object aannemen, dat het een harmonische beweging uitvoert waarbij de dempingskrachten en uitwendige krachten zijn te verwaarlozen, mogen we de volgende formule gebruiken:

$$a + w^2x = 0$$

Hierbij is a de versnelling, x de uitwijking en $\frac{w}{2\pi}$ de eigenfrequentie van het object. Om de beweging goed vast te leggen moet de beeldfrequentie ongeveer 6 maal zo groot zijn als de eigenfrequentie van het object. Als er versnellingen van 100 g optreden moet de beeldfrequentie ongeveer 30.000 bedragen. Aangezien er reeds goede resultaten zijn behaald bij een beeldfrequentie van 10.000 met een gaslaser van 1,5 mW, zou dus in het bovengenoemde geval een gaslaser van ongeveer 5 mW nodig zijn om een goede zwarting van de film te verkrijgen. Zoals reeds vermeld is dit zeer goed mogelijk.

5.2. Meten van kleine temperatuurverschillen

In de metrologie wordt de zg. wig-interferometer veelvuldig toegepast voor het meten van kleine ver-

plaatsingen. De interferometer van Michelson behoort in deze groep interferometers thuis.

Een wig-interferometer van het type Fabry-Pérot, bestaat uit twee vlakke, hoog reflecterende spiegels, die een kleine hoek met elkaar maken. Indien men een vlakke golf loodrecht op één van de spiegels laat invallen, dan ontstaan in reflectie en transmissie interferentiestrepen (maxima en minima), die evenwijdig lopen aan de snijlijn van de twee spiegelvlakken. In fig. 9 zijn deze interferentiestrepen — op te vatten als lijnen van gelijke dikte — weergegeven.

De afstand tussen de maxima is bij kleine hoeken tussen de spiegelvlakken, omgekeerd evenredig met de hoek en wordt verder bepaald door de brekingsindex n van het medium tussen de spiegels. Veranderingen van deze brekingsindex zullen terug te vinden zijn in het interferentiepatroon. Voor het meten van brekingsindexverschillen zal met een grote afstand tussen de spiegels moeten worden gewerkt.

Dit stelt echter hoge eisen aan de coherentie van de invallende lichtbundel. Immers het wegverschil tussen twee opeenvolgende interfererende bundels is praktisch gelijk aan $2l \times n$, waarin l de lengte van de interferometer is. Bovendien wandelen de bundels — door het niet evenwijdig zijn van de spiegels — zijdelings weg, zodat van de golffronten telkens andere gedeelten interfereren.

Door de grote plaats- en tijdcoherentie van een laserbundel, kan een laser met succes als lichtbron voor een lange interferometer worden toegepast.

Met het Centraal Technisch Instituut TNO en enkele afdelingen van de Technische Hogescholen te Eindhoven en te Delft is van gedachten gewisseld om bovengenoemde opzet van een laser-interferometer toe te passen voor het vastleggen van een temperatuurveld ¹⁾. In fig. 8 is een proefopstelling schematisch weergegeven. De middellijn van een He-Ne laserbundel wordt met een telescopisch systeem vergroot; de divergentie van de bundel wordt hiermede met dezelfde factor gereduceerd.

Het te analyseren temperatuurveld is aanwezig tus-

¹⁾ Onder een temperatuurveld wordt verstaan, een ruimte waarin temperatuurverschillen voorkomen. De hierdoor veroorzaakte dichtheidsverschillen in de lucht, kunnen met behulp van de laser-interferometer worden geregistreerd.

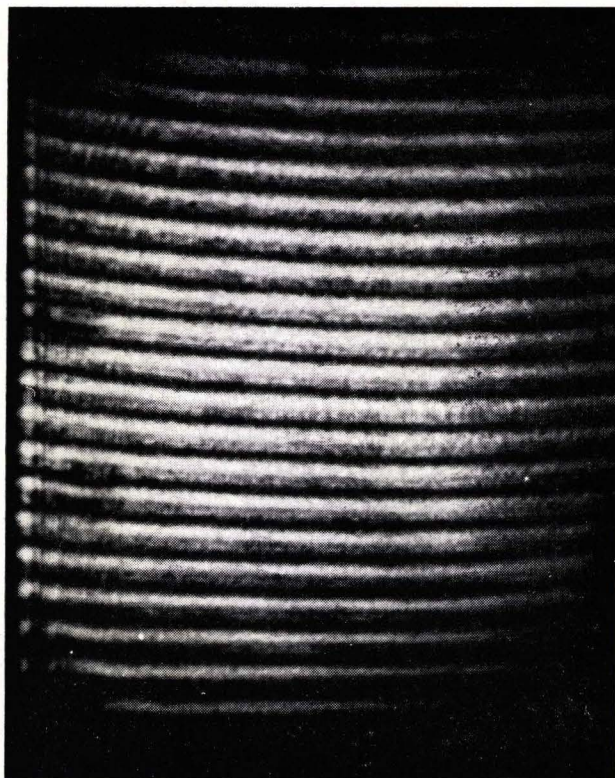


Fig. 9. Interferentiepatroon bij gelijke temperatuur van beide platen.

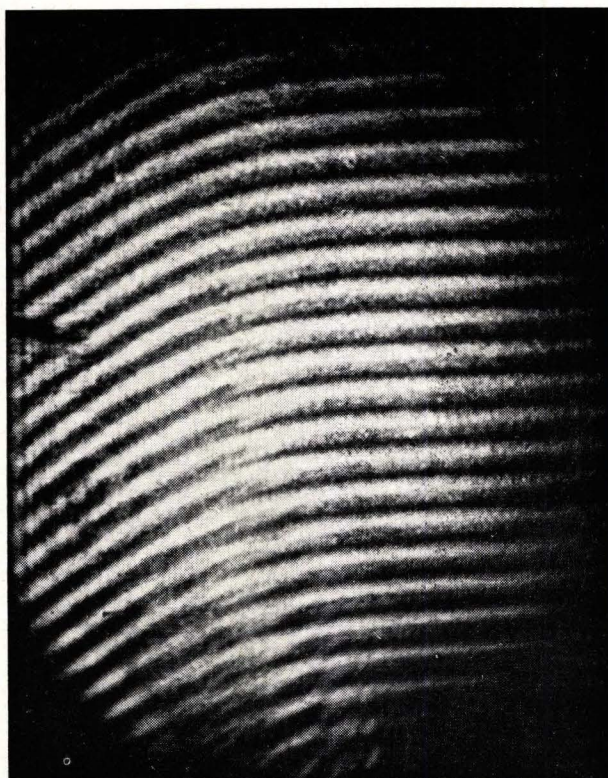


Fig. 10. Interferentiepatroon bij een temperatuurverschil van 5 °C tussen de platen.

sen twee verticaal staande platen, waarvan een plaat kan worden verwarmd. Voor lucht geldt: $\frac{\Delta n}{\Delta t} \approx 10^{-6}$. Bij $\Delta t = 1^\circ\text{C}$ en $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$ betekent dit, dat voor $l = 63,28 \text{ cm}$, de verandering in de faselengte ($\Delta n \times l$) gelijk is aan één golflengte λ . Met andere woorden, elke graad temperatuurverschil correspondeert met de afstand tussen twee maxima in het interferentiepatroon. De plaats van het maximum kan ten minste met een nauwkeurigheid van 10% van de afstand tussen twee maxima worden vastgelegd.

Fig. 9 geeft een opname weer van het interferentiepatroon met gelijke temperatuur van de beide platen en met een horizontale snijlijn van de beide reflecterende spiegelvlakken.

In fig. 10 wordt het interferentiepatroon weergegeven, indien de temperatuur van de bovenste plaat 5°C hoger is dan die van de onderste plaat.

Een gedeelte van het interferentiepatroon kan als referentie worden gebruikt; ten opzichte van dit referentiepatroon kan het interferentiepatroon dat de informatie van het temperatuurveld bevat, worden geanalyseerd.

Opgemerkt mag worden, dat elk interferentiemaximum aan één kant vergezeld gaat van een buigingspatroon. Dit buigingspatroon ontstaat doordat de bundels aan één kant een begrenzing hebben: ze verplaatsen zich immers in de richting van de grootste wigdikte.

Een wig-interferometer, waarvan de opzet hierboven is gegeven, kan een waardige vervanger betekenen van de kostbare Mach-Zehnder interferometer,

waarmede eveneens een kwantitatieve analyse van een temperatuurveld kan worden uitgevoerd.

5.3. Meten van kleine optische rotaties

Voor de Werkgroep Utrecht van de Werkgemeenschap Spectroscopie, welke ressorteert onder de Stichting Scheikundig Onderzoek in Nederland, is een methode in onderzoek voor het meten van kleine optische rotaties, waarbij de wijziging van de polarisatie van het laserlicht wordt bestudeerd, die ontstaat als men een monster van een optisch actief materiaal in de trillholte plaatst.

De eis die aan een golffront wordt gesteld om na een rondgang door de interferometer weer dezelfde polarisatietoestand te hebben als waarmee het vertrok, leidt ertoe dat de trillingswijzen van de laser een vaste polarisatietoestand kiezen.

Er zijn twee vrijheidsgraden van de trillingsrichting zodat er twee van deze „eigentoestanden” [9] zijn. Elke trillingswijze van de laser zal volgens één van de twee eigentoestanden zijn gepolariseerd; dit zijn in het algemeen elliptische polarisaties met tegengestelde draairichting van de ellips; de assenverhouding hangt af van de optische anisotropieën in de trillholte.

Zo zal een brewstervenster in de trillholte, dat sterk discrimineert tussen de trillingsrichtingen loodrecht op en evenwijdig aan het invalsvlak en dus werkt als een polarisator, de laser dwingen om licht te produceren dat (bijna) lineair is gepolariseerd. Bij een zo sterke anisotropie merkt men weinig meer van andere anisotropieën in de trillholte. Om de invloed van kleine anisotropieën in de trillholte

te meten, moet men dus een laser construeren die zelf slechts geringe anisotropieën in de trilhout heeft. Een eerste stap daartoe is het vervangen van de brewstervenster door vensters met een antireflectiecoating. Een laser voorzien van deze vensters is te zien in fig. 7.

Het ligt in de bedoeling kleine rotaties te meten met een laser waarvan de configuratie geschilderd is in fig. 11. Ter plaatse van A wordt een cuvet met een optisch actieve stof in de trilhout gebracht. Als deze nieuwe anisotropie vergelijkbaar is in grootte met de al bestaande anisotropieën in de trilhout, zal hij de polarisatie van het uit de laser komende licht sterk veranderen. We hebben zo een gevoelige methode om kleine optische anisotropieën te ontdekken.

De bestaande polarimeters hebben een gevoeligheid van $\sim 1,5 \times 10^{-5}$ rad. Met de beschreven methode wordt verwacht dat de gevoeligheid met een factor 20 à 100 kan worden opgevoerd.

De ringvormige configuratie van fig. 11 wordt gekozen om de lichtbundels slechts in één richting het cuvet te laten passeren; gebeurde dat niet, dan zou op de terugweg het rotatie-effect weer teniet worden gedaan. Bij het meten van magnetische rotaties [9] is dit niet nodig, omdat dan de trillingsrichting op de heen- en terugweg in dezelfde zin wordt gedraaid.

5.4. Holografie

Een nieuwe ontwikkeling in de optiek, die door de mogelijkheid te beschikken over het intense, coherente laserlicht eerst goed van de grond is gekomen, is de holografie [10].

Hierbij maakt men een opname van een object door de ervan afkomstige golffronten te laten interfereren met een coherent golffront (fig. 12a). Het zo ontstane interferentiepatroon legt men vast op de gevoelige plaat; dit interferentiebeeld, waarop niet veel te zien is (fig. 13b) kan men omzetten in een beeld van het oorspronkelijke voorwerp door weer een coherent golffront op het „hologram” te laten vallen (fig. 12b).

De in fig. 13 weergegeven afbeeldingen zijn afkomstig van hologrammen, vervaardigd door de heer A. L. G. van Valkenburg, medewerker van onze Optische Afdeling.

De holografie is trouwens slechts één van de mogelijke toepassingen van coherente golffronten die alle gebruik maken van de eigenschap van coherent licht, als drager van grote hoeveelheden informatie te kunnen optreden [11].

6. Slotopmerking

De in dit artikel weergegeven theoretische aspecten en toepassingen pretenderen allermindst volledig te zijn.

Het is duidelijk, dat nog veel spoorwerk zal moeten worden verricht teneinde het aantal toepassingen te vergroten. Het is ook duidelijk dat deze toepassingen zullen liggen op verschillende gebieden van de fysica.

Het is verheugend te constateren dat in TNO-verband de belangstelling voor laseronderzoek groeiende is.

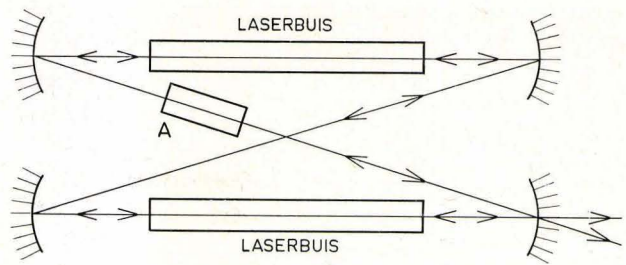


Fig. 11. Stralengang in de ring-interferometer, ter bepaling van kleine optische rotaties.

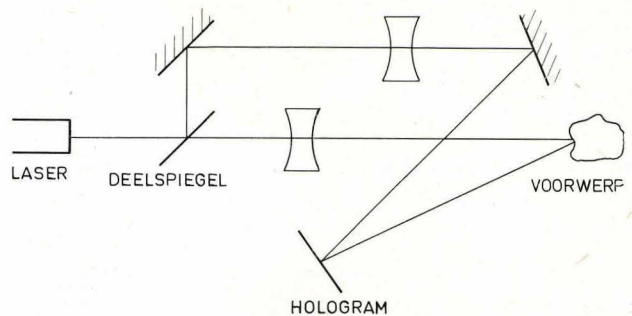


Fig. 12a. Schema voor de opname van een hologram.

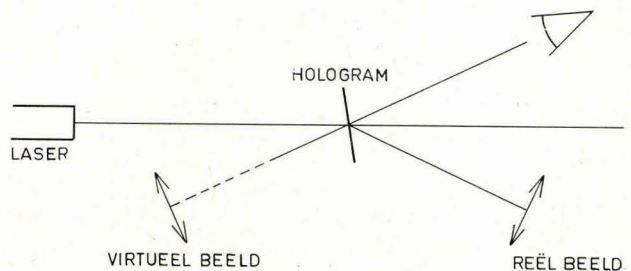


Fig. 12b. Reconstructie van het object.

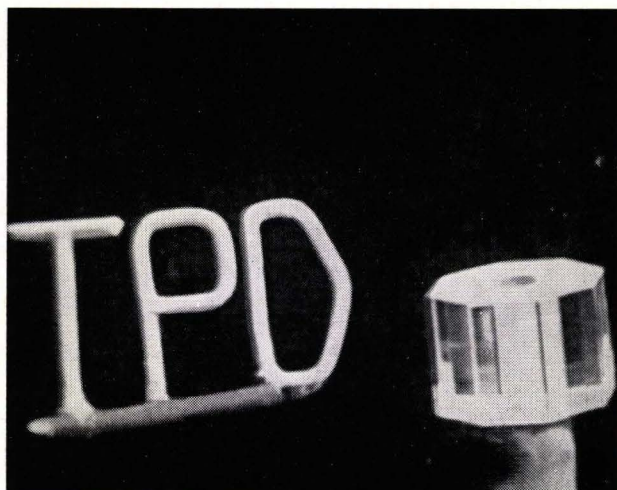


Fig. 13a. Normale foto van enkele objecten.



Fig. 13b. Hologram van deze objecten.



Fig. 13c, d. Reconstructie van de objecten onder twee verschillende hoeken om het driedimensionaal karakter van het hologram te laten zien.



Uit het verslag [12] van het congres met als onderwerp „Physics of Quantum Electronics” dat van 28-30 juni 1965 te Puerto Rico werd gehouden,

blijkt dat er op lasergebied in de nabije toekomst nog bijzonder interessante ontwikkelingen zijn te verwachten.

Literatuur

- [1] T. H. Maiman, „Stimulated optical radiation in ruby masers”. *Nature* **187**, (1960) p. 493.
- [2] A. L. Schawlow and C. H. Townes, „Infrared and optical masers”. *Physical Review*, **112**; (1958) p. 1940.
- [3] A. Yariv and J. P. Gordon, „The laser”, *Proceedings of the IEEE*, Supplement jan. 1963.
G. Birnbaum, *Optical masers*, New York 1964.
- [4] J. V. V. Kasper and G. C. Pimentel, „HCl chemical laser”. *Physical Review Letters* **14**, (1965) p. 352.
- [5] W. R. Bennett, „Gaseous optical masers”, *Applied Optics Supplement on Optical masers* (1962).
- [6] A. L. Bloom, *Applied Physics Letters* **2**, (1963) p. 101.
- [7] A. van Milaan, „Bijzondere optische metingen in de praktijk”, *TNO-Nieuws* **19** (1964) blz. 471 en **20** (1965) blz. 95.
- [8] H. J. Raterink „Application of a c.w. laser as a light source in an optical alignment method”, *Journal of Applied Mathematics and Physics (ZAMP)* **16**, (1965), p. 126.
- [9] H. de Lang, „Optische aspecten van gaslasers”, *Ned. Tijdschrift voor Natuurkunde* **30** (1964) blz. 195.
- [10] E. N. Leith and J. Upatnieks, „Photography by laser”, *Scientific American* **212** (1965) no. 6 p. 24.
- [11] L. J. Cutrona e.a. „Optical data processing and filtering systems”, *IRE Trans. Inform. Theory* **IT-6** (1960) p. 386.
- [12] E. N. Leith and J. Upatnieks, „Wavefront reconstruction photography”, *Physics Today* (1965) sept.nr. p. 58.