

# Lasers en Laserstraling

H.J. Frankena

Vakgroep Optica Technische Natuurkunde

Lorentzweg 1, 2628 CJ Delft

1, **Inleiding.** In de al wat langer bekende lichtbronnen (zon, gloeilamp, kaars, TL-buis) verkrijgen bepaalde atomen of moleculen een extra hoeveelheid energie, bijvoorbeeld door botsingen met versnelde elektronen in een gasontlading of in een gloeidraad. Deze energie zal gedurende korte tijd binnen zo'n atoom gebruikt worden om de daarin aanwezige elektronen een andere baan rond de kern te laten doorlopen, doch een dergelijke toestand blijkt op den duur niet blijvend te kunnen zijn. de elektronen gaan terug naar de oorspronkelijke baan die bij de heersende temperatuur past en veel stabielere is, en het overschot aan energie komt vrij in de vorm van een korte "stoot" elektromagnetische straling, ook wel *golftreintje* genoemd

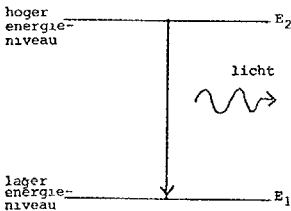


Fig. 1

In fig. 1 is dit proces schematisch aangegeven. Het hangt van de omstandigheden binnen het atoom af, hoeveel energie er vrij zal komen en door deze hoeveelheid wordt de frequentie van de uitgezonden straling bepaald.

Als  $E_1$  en  $E_2$  de in het spel zijnde energieën zijn en  $h$  een constante (van Planck) geldt

$$E_2 - E_1 = h\nu. \quad (1)$$

Veelal is deze straling voor het oog zicht-

baar (de frequentie bepaalt dan de kleur) maar deze kan ook in het ultra-violet of infra-rode deel van het spectrum vallen. Gemakshalve zullen wij in al deze gevallen de straling met de naam "licht" aangeven, behalve in de keuze van te gebruiken materialen en detectoren is er maar weinig praktisch verschil tussen deze soorten van straling. In de bovengenoemde "klassieke" lichtbronnen is er nu sprake van zeer grote aantallen atomen, die via een chaotisch botsingsproces op onvoorspelbare tijdstippen in een energierijkere (aangeslagen) toestand komen en na een, slechts statistisch bepaalde, korte tijd weer naar de oorspronkelijke toestand terugkeren onder uitzenden van zo'n golftreintje. De gebeurtenissen, zelfs binnen naburige atomen, zijn onderling nauwelijks gecorreleerd met als gevolg dat de werkzame stof een zeer grote verzameling golftreintjes uitzendt die, bij een zorgvuldige opbouw van de bron, nog wel alle ongeveer dezelfde amplitude en frequentie hebben doch in fase onderling geen enkel verband vertonen (zie Fig. 2)

Als gevolg hiervan vertoont de lichtopbrengst in een bepaald waarnemingspunt W niet de fraaie regelmaat die gesuggereerd wordt als wij het trachten te beschrijven als een sinusvormige van de tijd afhankelijke functie. In werkelijkheid vertoont de fase in die functie een zeer groot aantal sprongen per seconde, telkens wanneer een nieuw golftreintje in het beschouwde punt

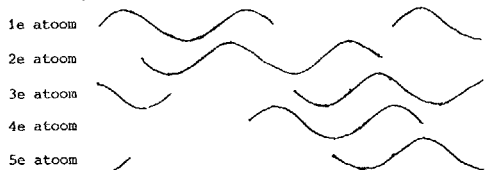


Fig. 2

aankomt. Zulk licht heet (in de tijd) *incoherent*, terwijl de sinusvormige tijdsafhankelijke *coherent* licht (met een vaste fase-relatie voor het licht in W op verschillende tijdstippen) kan beschrijven. Omdat de golfreintjes een eindige tijd duren, zal in werkelijkheid gedurende korte tijdsverlopen wel zo'n vaste fase-relatie bestaan, die zich aan het eind van die tijd weer wijzigt in de volgende. Zulk licht noemen wij *gedeeltelijk coherent*. Een soortgelijke beschouwing is te geven voor het licht, dat in twee verschillende punten  $W_1$  en  $W_2$ , op verschillende tijdstippen, met elkaar wordt vergeleken.

Door de geringe onderlinge samenhang tussen de gebeurtenissen in verschillende gebieden van de bron kan men wederom slechts voor geringe tijdsverschillen en afstanden tussen  $W_1$  en  $W_2$  een vast faseverband verwachten: dit licht is ook *ruimtelijk slechts gedeeltelijk coherent*.

De mate van coherentie in de tijd is omgekeerd evenredig met de spectrale breedte van het uitgezonden signaal. Indien men twee lichtgolven waarvan men de onderlinge coherentie wil vaststellen tot interfereren brengt blijkt, omdat de plaats van het interferentiepatroon van hun onderling faseverschil afhangt, bij gedeeltelijke coherentie het patroon te vervagen doordat het vele malen per waarnemingstijd (of belichtingstijd van een fotografische plaat) in plaats verspringt. Zo is het *contrast* in een te vormen interferentiepatroon tot maat voor de coherentie geworden. Omgekeerd is het slechts mogelijk, duidelijke interferentiepatronen tot stand te brengen indien men kans ziet een bron te bouwen die in hoge mate coherent licht afgeeft. Sommige klassieke bronnen zijn hiertoe in staat, indien men er zeer smalbandige kleur- (=frequentie) filters aan toevoegt, de uiteindelijk beschikbare lichtenergie is dan betreuenswaardig klein. Met de laser beschikken wij echter over een bron die zelf al licht van goede coherentie-eigenschappen kan uitzenden, omdat zo'n bron tevens vrijwel monochromatisch moet zijn is zijn toepassing niet slechts voordelig bij interferentie doch ook bij gebruik waarvoor het spectrale gebied smal moet zijn (spec-

troscopie). Een verder voordeel bij toepassingen is, dat het licht met hoge intensiteit in een smalle, vrijwel evenwijdige bundel vrijkomt, hetgeen voor richtdoeleinden, zowel als voor lassen, smelten en verdampen, van belang is.

**2 Gestimuleerde emissie.** Van de twee bovengenoemde chaotisch verlopende processen, te weten het aanslaan van atomen en hun terugval onder uitzenden van licht, blijkt men de tweede onder bepaalde omstandigheden regelmatig te kunnen laten verlopen. Dit is voldoende om betere coherentie-eigenschappen van het uitgezonden licht te bewerkstelligen.

Teneinde dit in te zien zullen wij allereerst moeten bedenken, dat Fig. 1 een te eenvoudig beeld geeft. Als dit schema namelijk voor alle atomen opgaat, wordt er na korte tijd evenveel licht (van dezelfde frequentie) afgegeven als er opgenomen is; de stof is dan eenvoudigweg doorzichtig en genereert niets nieuws. Een meer gebruikelijk schema, al hoewel niet het enige bruikbare, is weergegeven in Fig. 3. Hierin wordt uitgegaan van atomen van het *actieve medium* in het grondniveau  $E_0$  die, dankzij de een of andere vorm van energietoevoer, het zogenaamde *pompen*, in een hogere toestand  $E_3$  terechtkomen. Niveau  $E_3$  en het actieve medium zijn zodanig gekozen, dat er na een zeer korte tijd (in de orde van  $10^{-8}$ s)

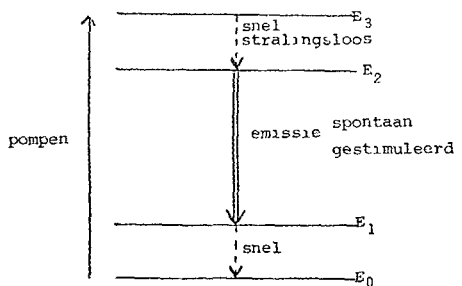


Fig 3

een stralingsloze terugval naar niveau  $E_2$  plaatsvindt, de verblijftijd in dat laatste niveau is echter beduidend langer (in de orde van  $10^{-4}$ s). Voor laserwerking zal er nu een niveau  $E_1$  tussen  $E_2$  en  $E_0$  in moeten bestaan, waarnaar overgang mogelijk is onder uitzenden van een golfreintje en waarvoor wederom vergelijking (1) geldt. Is een deeltje in  $E_1$  aangekomen, dan zal er weer een zeer snelle, bij voorkeur stralingsloze, overgang naar  $E_0$  plaats moeten vinden, wil er een efficiënte laserwerking plaatsvinden. Het schema beschrijft een vierniveausysteem doch soms valt  $E_1$  samen met  $E_0$  en is er sprake van een drië-niveausysteem (zoals bij robijnlasers). Het pompen is meestal een vrij grof proces, waarin een grote overdracht van energie voorop staat. In verband daarmee is  $W_3$  meestal een groep of band van niveaus, waarvandaan telkens terugval naar  $E_2$  mogelijk en waarschijnlijk is

Teneinde deze verschijnselen te beschrijven bedenken wij dat als de overgang van  $E_2$  naar  $E_1$  *spontaan* (d.w.z. zonder beïnvloeding van buitenaf) geschiedt, de bezetting  $N_2$  (per volume-eenheid) van niveau  $E_2$  afneemt en de bezetting  $N_1$  van  $E_1$  evenveel toe. De snelheid van veranderen is recht evenredig met  $N_2$ , zodat

$$-dN_2/dt = dN_1/dt = A_{21}N_2, \quad (2)$$

waarin  $A_{21}$  een constante is. Er ontstaat zo in de actieve stof straling met de frequentie  $\nu$ , die echter ook weer geabsorbeerd kan worden waardoor een deeltje dat oorspronkelijk in niveau  $E_1$  zat naar  $E_2$  overgaat. De snelheid van dit absorptieproces is recht evenredig met  $N_1$  en met de energiedichtheid van de straling bij de betrokken frequentie  $\rho(\nu)$

$$-dN_1/dt = dN_2/dt = B_{12}\rho(\nu)N_1, \quad (3)$$

waarin  $B_{12}$  weer een constante is. De stralingsdichtheid is, volgens de *stralingswet van Planck*, afhankelijk van de absolute temperatuur volgens

$$\rho(\nu) = \frac{(8\pi\nu^2/c_0)h\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1}, \quad (4)$$

$c_0$  is de lichtsnelheid in vacuüm en  $k$  de constante van Boltzmann. Veelal komen met een bepaald energieniveau  $E_n$  méér dan een toestand van het atoom overeen, als dit aantal  $g_n$  is en wij noemen

$$N'_n = N_n/g_n \quad (5)$$

dan is volgens de statistiek van Boltzmann

$$N'_1/N'_2 = \exp(h\nu/kT). \quad (6)$$

Met (4) geeft dit de betrekking

$$\alpha N'_2 = (N'_1 - N'_2)\rho(\nu), \quad (7)$$

waarin

$$\alpha = 8\pi h\nu^3/c_0, \quad (8)$$

met (5) is dan het rechterlid van (2) ook te berekenen als

$$A_{21}N_2 = A_{21}(g_2/\alpha g_1)N_1\rho(\nu) - (A_{21}/\alpha)N_2\rho(\nu). \quad (9)$$

Dit is dus de toename per tijdseenheid van  $N_1$  ten gevolge van spontane emissie. In thermisch evenwicht zal de verandering van  $N_1$  ten gevolge van alle optredende processen nul zijn. De eerste term in het rechterlid van (9) is de in (3) beschreven absorptieterm, zodat

$$A_{21}g_2/\alpha g_1 = B_{12}. \quad (10)$$

Aldus is (9) om te schrijven tot

$$\begin{aligned} (dN_1/dt)_{\text{alle processen}} &= 0 \\ &= A_{21}N_2 - B_{12}N_1\rho(\nu) + (A_{21}/\alpha)N_2\rho(\nu) \\ &= (dN_1/dt)_{\text{spont}} + \\ &+ (dN_1/dt)_{\text{abs}} + (dN_1/dt)_{\text{gestim}}' \end{aligned} \quad (11)$$

waarin de term

$$\begin{aligned} (dN_1/dt)_{\text{gestim}} &= (A_{21}/\alpha)N_2\rho(\nu) = \\ &= (g_1 B_{12}/g_2)N_2\rho(\nu) \end{aligned} \quad (12)$$

een effect beschrijft waardoor  $N_1$  toeneemt (en dus een overgang van  $E_2$  naar  $E_1$  moet betekenen) Ook bij deze tweede vorm van overgang komt straling vrij, doch nu in hoeveelheden die evenredig zijn met  $N_2$  en  $\rho(\nu)$  Men noemt dit *gestimuleerde* (of *geïnduceerde*) *emissie*, deze straling blijkt in fase te zijn met het stimulerende veld (van energiedichtheid  $\rho(\nu)$ ) en zal dit veld versterken. De spontane emissie mist dit faseverband echter en levert meer chaotische bijdragen tot het veld Daarom valt te verwachten dat een lichtbron die gebaseerd is op het optreden van gestimuleerde emissie een straling afgeeft die tenminste in de tijd in hoge mate coherent kan zijn, als men het actieve medium in een sterk uitwendig veld van goede coherentie-eigenschappen plaatst.

De verhouding tussen gestimuleerde en spontane emissie wordt gunstiger indien de energiedichtheid  $\rho(\nu)$  groter wordt Om zo'n sterk veld, van geringe spectrale breedte rond de frequentie  $\nu$ , met een grote energiedichtheid te doen ontstaan plaatst men het actieve medium in een *trilholte*, waarvan  $\nu$  een resonantiefrequentie is Het veld kan nu worden opgebouwd uit een uit de spontane emissie ontstaan signaal, dat door gestimuleerde emissie versterkt wordt Indien in de stationaire toestand de spontane emissie te verwaarlozen is, houdt men slechts netto straling over indien de opgewekte straling door gestimuleerde emissie de absorptie overtreft. Combineren van (12) en (3) leidt dan tot de eis

$$N_2/g_2 > N_1/g_1. \quad (13)$$

In temperatuurevenwicht zijn evenwel de lagere niveaus dichter bezet dan de hogere en is aan (13) niet zonder meer voldaan, men moet de bezetting van de niveaus met andere middelen inverteren Het pompen is zo'n middel om bezettingsinversie te verkrijgen, indien er netto straling vrijkomt noemt men het medium *actief*.

In de hiervoor genoemde drienniveausystemen is  $E_1$  tegelijkertijd grondtoestand en dus sterk bezet, dergelijke systemen vergen een sterker pompen dan vergelijkbare vier-niveausystemen.

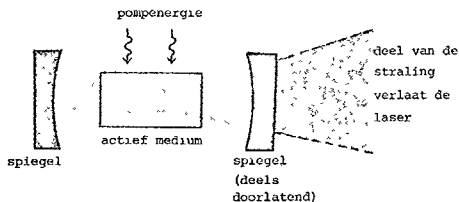


Fig 4

**3. De belansvergelijkingen.** In Fig. 4 is de globale opbouw van een laser geschetst. De trilholte kan bij de hoge frequenties ( $10^{14}$ – $10^{15}$  Hz) die in het spel zijn een *open trilholte* zijn twee rond dezelfde as gecentreerde spiegels op zodanige afstand van elkaar dat de golf functie, op een *reële* factor na (i.v.m. verliezen en versterking), na één volledige rondgang door de trilholte weer dezelfde is Een van de spiegels is doorgaans gedeeltelijk doorlatend om een deel van de opgewekte straling naar buiten te laten treden Het vaste ruimtelijke veldpatroon bij een bepaalde frequentie, dat in zo'n trilholte bestaat, zal het uitredende licht ook goede ruimtelijke coherentie-eigenschappen kunnen geven. De door gestimuleerde emissie opgewekte straling wordt verzwakt door de volgende oorzaken:

- Bewuste uitkoppeling van een deel van de straling, bijv. door een van de spiegels gedeeltelijk doorlatend te maken,
- buiging van het veld rond de spiegels,
- absorptie in de spiegels en overige in de trilholte aanwezige componenten en verstrooiing aan optische inhomogeniteiten aldaar.

De laser kan slechts als generator van straling werken indien deze verliezen door gestimuleerde emissie worden aangevuld Dit betekent dat er een minimale bezettingsinversie, en een daarmee overeenkomende *drempelwaarde* voor de pompenergie, optreden waaronder de laser niet kan werken. De energieafname door deze verliezen zijn te beschrijven via

$$\rho(\nu) = \rho_0(\nu) \exp(-t/\tau_{\text{Cav}}), \quad (14)$$

waarin de relaxatietijd  $\tau_{\text{Cav}}$  samenhangt met de *kwaliteit* van de trilholte. De verliezen zorgen ervoor, dat de straling optreedt

binnen frequentiebandjes met een halfwaardebreedte van  $1/2\pi\tau_{cav}$ .

Om het dynamische gedrag van het lasersysteem te beschrijven, denken wij dat tengevolge van het pompen  $n_{02}$  deeltjes per volume-eenheid en per tijdeenheid uit  $E_0$  via  $E_3$  in  $E_2$  komen en  $n_{01}$  vanuit  $E_0$  in  $E_1$ . Verder denken wij de verblijftijd in  $E_2$  als gevolg van spontane emissie gelijk aan  $\tau_2$  en die in  $E_1$  aan  $\tau_1$  (de deeltjes verblijven uiterst kort in  $E_3$ ) Dan is dus (zie (11) en (10))

$$\begin{aligned} dN_2/dt &= n_{02} - N_2/\tau_2 - \\ &\quad (g_1 N_2/g_2 - N_1) B_{12} \rho(\nu), \\ dN_1/dt &= n_{01} + (g_1 N_2/g_2 - \\ &\quad N_1) B_{12} \rho(\nu) - N_1/\tau_1; \end{aligned} \quad (15)$$

dit zijn de *balansvergelijkingen* voor het lasersysteem waarin de energiedichtheid (verwaarloos wederom spontane emissie) met de tijd verandert volgens (zie ook (14))

$$d\rho(\nu)/dt = \left\{ \beta(g_1 N_2/g_2 - N_1) - 1/\tau_{cav} \right\} \rho(\nu) \quad (16)$$

Hieruit zijn te bepalen de drempelwaarde voor  $n_{02}$  (dus voor de pompenergie) waar beneden de laser niet werkt en de transmissie van de doorlatende spiegel waarvoor de uitgekoppelde energie maximaal is.

**4. Het spectrum van de uitgezonden straling.** Doordat de verblijftijd in het niveau  $E_2$  eindig is (bijv. de factor  $\tau_2$  in (15)) zal de uitgezonden straling niet strikt monochromatisch zijn, doch een rond een frequentie  $\nu$  gecentreerde "natuurlijke lijnverbreding" vertonen volgens een *Lorentzverdeling*

$$\rho^L(\nu) = \tau / \left\{ 4\pi^2(\nu - \bar{\nu})^2 + (1/2\tau)^2 \right\} \quad (17)$$

met een halfwaardebreedte van  $1/2\pi\tau$  in de orde van  $10^7$  Hz. Doordat in gassen en vloeistoffen de deeltjes ook nog met een zekere snelheid (doch in allerlei richtingen) bewegen, zal een waarnemer een extra spreiding in de frequenties kunnen verwachten (Doppler-effect). Hierdoor is de spectrale energiedichtheid van de gedaante van een *gauskromme*

$$\rho^G(\nu) = \exp \left\{ -\xi(\nu/\nu - 1)^2 \right\} \quad (18)$$

met een halfwaardebreedte voor gassen in de orde van  $10^9$  Hz. Er is in de trilholtte derhalve een aanbod van straling over een frequentiegebied dat voor vaste stoflasers gegeven wordt door  $\rho^L$  en voor gaslasers door  $\rho^G$ . De trilholtte resonanceert slechts binnen veel smallere frequentiebandjes en alleen binnen de bandjes die onder de profielen voor  $\rho^L$  of  $\rho^G$  (zie (17) en (18)) vallen zal gestimuleerde emissie optreden. In Fig. 5 is de situatie getekend waarbij zo'n bandje, met breedte  $\Delta\nu$  en centrale frequentie  $\nu_0 = \bar{\nu} + \nu'$  ( $\nu'$  klein genoeg om te zorgen dat het bandje binnen de kromme voor de emissie valt). Slechts een deel van de aanwezige deeltjes in niveau  $E_2$ , namelijk die waarvan de straling binnen dit bandje valt, kan bijdragen tot de gestimuleerde emissie. Aldaar vindt dus een afname

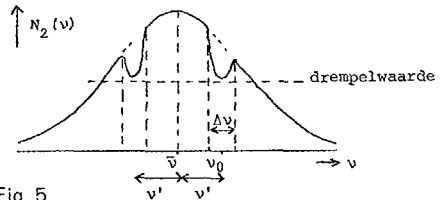


Fig. 5

plaats van de bezetting tot een niveau dat uiteraard boven de drempelwaarde moet liggen. Dit effect wordt "hole burning" genoemd, de kromme wordt op twee plaatsen, symmetrisch rond  $\nu = \bar{\nu}$ , ingedeukt omdat in beide richtingen golven door de trilholtte lopen, de frequentie van een teruglopende golf kan deeltjes rond  $\bar{\nu} - \nu'$  stimuleren evenals de deeltjes rond  $\bar{\nu} + \nu'$  door een heenlopende golf worden gestimuleerd. In het geval  $\nu' = 0$ , dus  $\nu_0 = \bar{\nu}$ , treedt de complicatie op dat dezelfde deeltjes voor golven in beide richtingen dienst moeten doen, hierdoor treedt er minder gestimuleerde emissie op (in de uitgezonden laserstraling treedt bij deze frequentie de zgn. "lamb-dip" op). Doorgaans worden lasers zodanig geconstrueerd dat slechts enkele (een tot vijf) resonantiefrequenties van de trilholtte onder het stralingsprofiel boven de drempelwaarde passen, de uitgezonden

laserstraling heeft dan een beperkt spectrum en bijbehorende goede coherentie-eigenschappen.

**5. Pompsystemen.** Men kan op velerlei wijze energie toevoeren aan de elementaire deeltjes van het actieve medium met het doel, bezettingsinversie tussen de niveaus  $E_2$  en  $E_1$  te bewerkstelligen. Als voorbeelden hiervan zijn te noemen

- het absorberen van licht ("optisch pompen"),
- het laten botsen met elektronen tijdens gasontladingen,
- het injecteren van energierijke ladingdragers in halfgeleiders,
- thermodynamische processen,
- chemische processen.

Door Schawlow en Townes is afgeleid, dat de bezettingsinversie ten minste moet voldoen aan

$$g_1 N_2 / g_2 - N_1 = p \tau_2 / \tau_{cav}, \quad (19)$$

waarin de constante  $p$  samenhangt met de frequentie en de spectrale breedte van het gegenereerde licht. Uit de balansvergelijkingen (15) volgt in de stationaire toestand, dat

$$g_1 N_2 / g_2 - N_1 = n_{eff} / B_{12} \rho(\nu) + g_2 / g_1 \tau_2 \quad (20)$$

waarin de *effectieve mate van pompen*  $n_{eff}$  gelijk is aan

$$n_{eff} = n_02 - (g_2 \tau_1 / g_1 \tau_2) (n_02 + n_01) \quad (21)$$

Door gelijkstellen van de rechterleden van (19) en (20) is de minimale energiedichtheid  $\rho(\nu)$ , en daaruit de drempelwaarde van de pompenergie, te vinden

Het pompen van gaslasers met boogontladingen kan doelmatiger verlopen indien men een extra gas A bijmengt waarvan de deeltjes door de botsingen met elektronen gemakkelijk in een hoger energieniveau  $E_{2,A}$  komen (zie Fig 6).

Het gas B, dat de laserstraling uiteindelijk levert, ontvangt deze extra energie uit botsingen tussen moleculen van beide gasen. Dit stelsel vereist dan wel, dat de

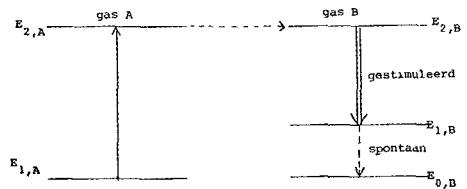


Fig 6

verschillen in energie tussen de niveaus  $E_{2,A}$ , resp  $E_{3,B}$  en hun grondniveaus ongeveer gelijk zijn. Na de botsing keert molecuul A naar de grondtoestand  $E_{1,A}$  terug en is molecuul B uit  $E_{0,B}$  in  $E_{2,B}$  terechtgekomen. Indien nu ook een niveau  $E_{1,B}$  bestaat dat, bijv, via spontane emissie, zeer snel naar  $E_{0,B}$  geleegd wordt, kan men uit de overgang van  $E_{2,B}$  naar  $E_{1,B}$  gestimuleerde emissie verkrijgen. Deze methode wordt gevolgd in de He-Ne laser, waarin He de rol van gas A en Ne die van gas B vervult.

Vaak vult het pompmechanisme de hogere energieniveaus op een weinig selectieve wijze zodat men extra maatregelen moet nemen om te verhinderen dat de laser op een aantal overgangen tegelijk gaat werken. Hierin speelt de keuze van temperatuur en druk of de aanwezigheid van uitwendige magnetevelden vaak een belangrijke rol.

**6 Trilholten.** Bij de hoge frequenties van de straling die lasers afgeven is de spreiding van de velden in zijwaartse richting soms gering genoeg om open trilholten te gebruiken slechts een gering deel van het veld komt naast de spiegels terecht en veroorzaakt "diffractie verliezen", die opgenomen gedacht kunnen worden in  $\tau_{cav}$ . De opstellingen van spiegels die zich het eenvoudigst lenen voor een lasertrilholte zijn geschetst in Fig. 7 Door het plaatsen van extra componenten, zoals kleine diafragma's, binnen de trilholte kan men het optreden van al te veel modi tegengaan

Vaak streeft men naar een opstelling waarin slechts één, rond de as rotationeel symmetrische, trillingswijze kan optreden. Als er geen radiale nulpunten in de veldverdeling zijn is dit de TEM<sub>00p</sub>-modus, waarin  $p$  het aantal halve golflengten geeft dat tussen de spiegels past. Binnen een confole resonator kan zo'n veld optreden,

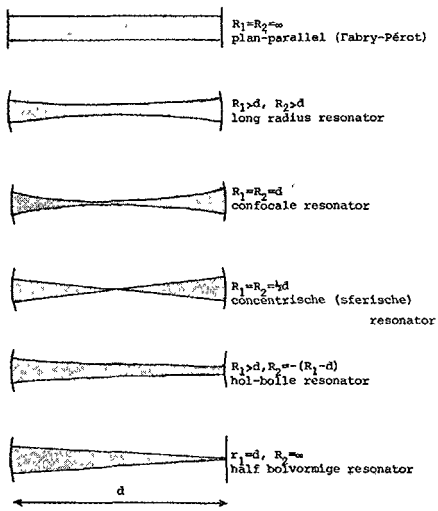


Fig 7  $R_1$  straal linkerspiegel,  $R_2$  rechterspiegel

het veld binnen in zowel als de uittredende laserstraal hebben een intensiteitsverdeling volgens  $\exp(-ar^2)$ , waarin  $a$  een constante is en  $r$  de afstand tot de as (een gauss-verdeling). Voor sommige actieve materialen, zoals in water of alcohol opgeloste kleurstoffen, bestaan de niveaus  $E_2$  en  $E_1$  dank zij de vele bewegingsmogelijkheden van de elektronen in de ingewikkelde moleculen, uit brede banden. Dan treedt voor vele frequenties gestimuleerde emissie op, men kan hieruit een keuze maken door met een prisma of een tralie binnen de trilholtte de configuratie slechts voor een zeer smal frequentiegebied bruikbaar te maken. Voor de overige frequenties komt de straling dan scheef op de spiegels terecht zodat de trilholtte (door diffractieverliezen) voor die frequenties een lage kwaliteit vertoont.

Ook is het mogelijk om in de trilholtte componenten te plaatsen die ondoorzichtig zijn zolang de bezettingsinversie door het pompen wordt opgebouwd (dan is de kwaliteit van de trilholtte te laag om de laser als generator te laten werken) doch boven een bepaald niveau worden deze inversie plotseling doorzichtig en daardoor een impulsvormige "ontlading" van de opgeslagen energie veroorzaken (*kwaliteitschakelen*). In andere systemen heeft men spiegels die

doorgaans geen licht doorlaten doch die, als er een zeer sterk stralingsveld binnen de trilholtte is opgebouwd, gedurende korte tijd een hogere transmissie vertonen (*PMT-operation* of *cavity-dumping*), ook dan treedt het licht in de vorm van een impuls naar buiten.

**7 Soorten van lasers.** De indeling van lasers geschiedt in hoofdzaak naar de fase waarin het actieve medium zich bevindt. Enkele soorten echter, zoals de halfgeleiderlasers, de chemische en de gasdynamische lasers hebben zodanig afwijkende pompsystemen dat ze als aparte groepen worden genoemd. **Gaslasers.** Deze zijn onder te verdelen in drie subgroepen, te weten

- *neutrale atomaire gaslasers*, met als actief medium He-Ne, Ne, Ar, Kr, Xe, O of C, overgangen elektronenbanen, golflengten zichtbaar licht of infrarood, vermogens < 200 mW, pomp. gasontlading,
- *geïoniseerde gaslasers*, met als actief medium Ar, Kr, Xe, Ne, Cl, Br, S, P of Hg; overgangen elektronenbanen, golflengten zichtbaar licht of nabij ultra-violet, vermogens < 50 W; pomp. gasontlading,
- *neutrale moleculaire gaslasers*, met als actief medium  $\text{CO}_2$ , CO,  $\text{NO}_2$ , NO,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2$ , O, HCN of  $\text{CS}_2$ , overgangen elektronenbanen (doorgaans onderdrukt) en rotatie-vibratie niveaus; golflengten ver-infrarood, vermogens. 10 -- 10.000 W, pomp gasontlading;

**Vloeistoflasers**, met als actief medium organische kleurstoffen (rhodamine B of 6G, polymethines opgelost in alcohol of ionen van zeldzame aarden (Nd, Eu) opgenomen in grote organische moleculen), overgangen elektronenbanen, golflengten zichtbaar licht of nabij-infrarood, continu afstembaar in beperkt gebied, vermogens < 150 mW; optisch gepompt;

**Vaste stoflasers**, met als actief medium  $\text{Cr}^{3+}$  in  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (robijn) en  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{HO}^{3+}$ ,  $\text{Ce}^{3+}$  of  $\text{Eu}^{3+}$  in  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (YAG),  $\text{Y}_3\text{GaO}_5\text{O}_{12}$  of  $\text{YAlO}_3$  (YAP), overgangen elektronenbanen, golflengten. zichtbaar licht of infrarood, vermogens < 100W, optisch gepompt;

**Halfgeleiderlasers**, met als actief medium GaAs, CdS, InSb, GaSb, PbS, elektron-gat

recombinatie, golflengten zichtbaar licht of infrarood, vermogens  $< 10$  W, pomp injectie geladen deeltjes, elektronenstraal; **Chemische lasers**, met als actief medium. HF, DF, DF-CO<sub>2</sub> of CO, overgangen rotatie-vibratieniveaus, golflengten ver infrarood, vermogens  $< 5$  kW, pomp energie die vrijkomt uit chemische reacties, zoals dissociatie-processen, **Gasdynamische lasers**, met als actief me-

dium mengsels van N<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub> en He of N<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub> en H<sub>2</sub>O, overgangen vibratieniveaus; golflengten  $2 - 14 \mu\text{m}$ , vermogens  $< 20$  kW; pomp bezettingsinversie die ontstaat bij het plotseling laten expanderen van een heet gas (CO<sub>2</sub>) waarbij het onderste laser-niveau door botsingen met He of H<sub>2</sub>O snel wordt geleegd naar de grondtoestand en het bovenste niveau bij de snelle expansie nog bezet blijft.

---

---

## Algemene Ledenvergadering van de Nederlandse Vereniging voor Fotonica op 18 april a.s. te Delft

De ledenvergadering zal gehouden worden tijdens het Lasersymposium in de Aula van de Technische Hogeschool te Delft, op 18 april 1979 om 15.15 uur (tijdens de theepauze).

AGENDA ledenvergadering te Delft op 18 april 1979.

1. Opening
2. Notulen ledenvergadering van 6 juni 1978 te Eindhoven.
3. Jaarverslag secretaris 1978.
4. Jaarverslag penningmeester 1978.
5. Verslag kaskommissie 1978.
6. Benoeming kaskommissie 1979.
7. Begroting 1979.
8. Bestuurswijziging en rooster van aftreden.
9. Mededelingen en toekomstige activiteiten.
10. Rondvraag.
11. Sluiting.

Zie voor toelichtingen op de punten 2, 3, 4 en 7 blz. 47 e.v.

ad 8. Wegens ontslagneming van de heer dr. J. Smits moet in 1979 een nieuw bestuurslid benoemd worden. De candidatuur van de heer dr. ir. P. Koeze (Nederlandse Bank, Utrecht) wordt door het bestuur voorgesteld. Volgens het reglement van de vereniging kunnen aan de voordracht van het bestuur door 3 stemgerechtigde leden kandidaten worden toegevoegd.

Verder zijn de heren dr. C. G. Sluijter en ir. A. A. Schilperoord aangesteld tot 1980. Ze zullen dan volgens de statuten (artikel 9 par. 5) aftreden en niet meer herkiesbaar zijn. De heren dr. ir. W. Werner, dr. D. J. Zwanenburg en dr. G. A. Delzenne treden af in 1980 en zijn volgens de statuten voor een periode van drie jaar herkiesbaar, dr. D. J. Zwanenburg zal zich in 1980 niet herkiesbaar stellen vanwege verandering in werkzaamheden. De heer drs. C. W. Lamberts treedt af in 1981 en is herkiesbaar voor een periode van drie jaar.