

GEPULSTE VASTE-STOF LASERS

door

T. Bakker⁸⁶

1. INLEIDING

Door bestraling met een intense lichtbron van een staaf geschikt materiaal kan men dit materiaal zodanig activeren, dat laserwerking kan optreden. De opbouw van een dergelijke vaste-stof laser is in figuur 1 geschetst. De door de lichtbron P uitgezonden straling wordt door een reflector R in de laserstaaf L geconcentreerd. De hoogreflecterende vlakke spiegel S_1 en de evenwijdig aan S_1 gejusteerde vlakke uitkoppelspiegel S_2 vormen tezamen de laserresonator. De lichtbron P kan zowel een gepulste of een continue gasontladingsbuis, een speciale gloeispiraal, of een array van straling emitterende halfgeleiderdiodes zijn. De pompreflector R dient zodanig geconstrueerd te zijn, dat het pomplicht effectief in de laserstaaf wordt gekoppeld, waarbij de intensiteit van het pomplicht zo homogeen mogelijk over de dwarsdoorsnede van de laserstaaf wordt verdeeld.

De belangrijkste materialen voor vaste-stof lasers zijn:

1. Robijn, dit is een éénkristal van Al_2O_3 , waarin een kleine toeslag (0,05 gewichtsprocenten) van chroomatomen is gebracht. Robijn is een z.g. 3-niveau lasermateriaal, d.w.z. het grondniveau uit het termschema is het laagste niveau voor de laserwerking, (zie fig. 2). De a.h.w. in een vaste oplossing verkerende chroomionen zijn verantwoordelijk voor de laserwerking. De golflengte λ van de uitgezonden straling is bij 300 °K gelijk aan 0,69 μm .
2. Neodymium, als toeslag (enkele gewichtsprocenten) gebracht in éénkristallen van Yttrium-Aluminium Granaat (YAG), Yttrium-ortho-aluminaat (YALO), calciumwolframaat ($CaWO_4$) of in staven optisch glas. Neodymium heeft een 4-niveau laserschema (fig. 2), het laagste laserniveau ligt zóver boven het grondniveau van het termschema, dat het bij kamertemperatuur nagenoeg onbezet is. Het gevolg is, dat reeds bij een kleine bezetting van het bovenste laserniveau (d.w.z. een kleine pompenergie) een inversie optreedt. Verder is er geen absorptie van de laserstraling in die gedeelten van de laserstaaf, die niet gepompt worden. De golflengte van de neodymiumlaser is 1,06 μm .

3. Erbium

Door een toeslag van Erbium in éénkristallen van YAG of in staven optisch glas verkrijgt men het materiaal voor de Erbiumlaser. T.g.v. de geringe waarde van de transmissie van de oogbol bij de golflengte van de Erbiumlaser ($\lambda \sim 1,6 \mu m$) is het gevaar voor netvliesverbranding aanzienlijk gereduceerd.

2. VASTE-STOF LASERS MET LANGE PULSEN

Tijdens de bestraling met de pomppuls (pulsduur 0,1-1 ms) groeit de inversie in het materiaal. De vergelijkingen voor de relatieve inversie $\eta = (n_2 - n_1)N^{-1}$ en de relatieve stralingsdichtheid $\epsilon = 2p(N)^{-1}$ voor een 3-niveau systeem zijn:

$$\dot{\eta} = W_p (1 - \eta) - W_i \epsilon \eta - W_s (1 + \eta) \quad (1)$$

$$\dot{\epsilon} = -(W_o + W_e) \epsilon + W_i \epsilon \eta + W_s' (1 + \eta) \quad (2)$$

≡ Fysisch Laboratorium TNO
Postbus 2864, 's-Gravenhage

- W_p, W_i, W_s : waarschijnlijkheden resp. voor het pompproces (W_p), een geïnduceerde overgang (W_i) en een spontane overgang (W_s),
 W_o, W_e : verliezen in het stralingsveld, resp. t.g.v. verliezen in de resonator zelf (W_o), of t.g.v. uitkoppeling (W_e),
 W'_s : kans, dat door een spontane overgang een bijdrage in het veld langs de resonatoras wordt geleverd,
 n_2, n_1 : bezetting van de resp. laserniveau's,
 N : aantal laserionen per volume-eenheid,
 ρ : stralingsdichtheid binnen de resonator.

Voor $t = 0$ geldt: $\eta_o = -1, \dot{\eta}_o = 2W_p$

$$\epsilon_o = 0, \dot{\epsilon}_o = 0, \ddot{\epsilon}_o = W'_s \dot{\eta}_o$$

Omdat W'_s erg klein is begint het veld ϵ zich dus pas uiterst langzaam vanuit de spontane emissie op te bouwen. Verwaarlozen we in (1) de spontane emissie ($W_s = 0$) en de term $W_i \epsilon \eta$, dan vindt men voor $W_p = \text{constant}$;

$$\eta(t) = \frac{W_p t - 1}{W_p t + 1} \quad (\text{zie fig. 3})$$

Het veld ϵ neemt pas snel toe, nadat $\eta > \eta_c = (W_o + W_e) W_i^{-1}$. Het verloop van ϵ is dan in eerste benadering te beschrijven als een exponentiële toename, met een exponent, die aangroeit in de tijd. De oscillatie is dus zeer hard; het proces is superregeneratief. Tijdens het aangroeien van het veld ϵ zakt de inversie η weer tot beneden de kritische waarde η_c waardoor ϵ weer begint af te nemen, enz. enz. In fig. 4 is een oscillogram van het tijdsverloop van de uitgezonden straling gegeven. Het "spiking" gedrag wordt door de mode-competitie versterkt.

Voor elektronische verwerking is een dergelijk signaal natuurlijk ongeschikt. Dergelijke lasers worden toegepast in die gevallen, waarbij het resultaat slechts afhangt van de totale energie, die wordt uitgezonden, b.v. in thermische processen.

3. DE Q-SWITCHED LASER

Hierbij gaat men als volgt te werk; tijdens het pompen onderdrukt men de meekoppeling, die in de resonator plaatsvindt. Dit kan b.v. geschieden door één van de reflectoren S_1, S_2 schuin op de resonatoras te plaatsen, of door een in de resonator opgenomen elektro-optische sluiters "dicht" te schakelen. Het resultaat in (2) is, dat W_e groot wordt en daarmee tijdelijk de waarde van de kritische inversie η_c . De inversie η in de staaf groeit dus tot een grote waarde aan. Op het moment, dat η maximaal is, herstelt men de meekoppeling in de resonator abrupt. In een zeer korte tijd (enkele malen de rondlooptijd in de resonator) wordt het surplus aan inversie ($\eta_{\max} - \eta_c$) omgezet in stralingsenergie van het veld ϵ en vervolgens uitgekoppeld.

Een praktische uitvoering is die, waarbij één van de reflectoren van de resonator roteert om een as, die loodrecht op de resonatoras staat. Om een abrupte overgang te verkrijgen moet het lasermateriaal van voldoende optische kwaliteit zijn. Het gebruik van optisch glas, met een toevoeging van neodmium, als lasermateriaal heeft in dit opzicht voordelen. Daarnaast is bij dit materiaal de laserovergang vrij breed ($\sim 10 \text{ nm}$), zodat veel energie opgeslagen kan worden, vóórdat t.g.v. parasitaire reflecties oscillaties gaan optreden.

In fig. 5 zijn de vorm van (a) de pomppuls, (b) de fluorescentie ($\dot{n}_2$) en (c) de laserpuls gegeven. Als Q-switch is een roterend prisma

(24.000 n.p.m.) gebruikt. Het tijdstip, waarop de meekoppeling is hersteld, is bij dit voorbeeld met opzet iets te laat gekozen. Het lasermateriaal was optisch glas, gedoopt met 3% Nd_2O_3 (Kodak ND-11). In fig. 6 is het gemiddeld verband tussen de drempelwaarde voor laserwerking en de hoekverdraaiing θ van één van de reflectoren gegeven, zowel voor neodmium in glas als voor neodmium in YAG kristallen. Een nadeel van glas is, dat het warmtegeleidingsvermogen ($1,3 \text{ Wm}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$) kleiner is dan dat van YAG ($13 \text{ Wm}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$). De repetitiefrequentie van YAG lasers is dan ook hoger dan die van glas lasers.

Bij YAG lasers worden elektro-optische of akoesto-optische sluiters gebruikt. Een elektro-optische sluiters is opgebouwd uit een polarizator + een kristal, waarvan de optische eigenschappen zich onder invloed van een aangelegd elektrisch veld wijzigen. Een bekend kristal is kalium di-deuteriumfosfaat (KD^*P). Het is een éénassig-kristal, dat onder invloed van een langs de optische as aangelegd elektrisch veld verandert in een twee-assig kristal.

Het langs de optische as invallende lineair gepolariseerde licht P wordt in componenten langs de X en Y-as ontbonden (zie fig. 7). Na het doorlopen van het kristal stelt men de componenten weer samen. Zonder veld zijn de voortplantingssnelheden langs X en Y-as gelijk en trilt de resulterende lichtvector weer langs P. De sluiters staat dan open. Is er een veld langs de optische as aangelegd, dan zijn de voortplantingssnelheden van de X- en Y-componenten niet langer aan elkaar gelijk. Bij een bepaalde spanning $V = V(\lambda/2)$ over het kristal is er, na het kristal doorlopen te hebben, juist een fazeverschil van 180° tussen de X- en Y-componenten. Stelt men de beide componenten (X, Y^1) samen, dan is de trillingsrichting van de lichtvector P^1 loodrecht op de oorspronkelijke richting. In combinatie met een polarizator heeft men dan een toestand, waarbij de transmissie gelijk aan nul is; de sluiters staat dicht.

Tijdens het pompen wordt een zodanig veld aangelegd, dat de sluiters dicht staat. Door de spanning over de KD^*P -cel snel kort te sluiten wordt de meekoppeling in de resonator abrupt hersteld.

De toepassing van een akoesto-optische cel berust op het feit, dat men met behulp van akoestische staande golven in optisch homogene materialen (b.v. glas of amorf kwarts) fazetralies kan opwekken. Door diffractie aan zo'n tralie worden de verliezen in de resonator (W_0) groter. De akoestische golven worden elektrisch geëxciteerd; de Q-switch wordt gerealiseerd door deze excitatie snel op te heffen.

Een z.g. passieve Q-switch is mogelijk door in de resonator een stof op te nemen, waarvan de transmissie stijgt bij toenemende intensiteit van de laserstraling. Tijdens het aangroeien van het veld ϵ zakt dus W_0 , waardoor de kritische waarde van η_c zakt. Op een bepaald moment geldt $\eta > \eta_c$ en alle energie komt snel vrij. De passieve Q-switch is eenvoudig uitvoerbaar. Er is geen synchronisatie vereist tussen het moment waarop de pompbron ontstoken wordt en het moment waarop de meekoppeling hersteld wordt. Het is echter niet eenvoudig om een uitvoering te construeren, die over een lange tijd stabiel is en die over een bepaald temperatuurtraject bedreven kan worden. Bij robijnlasers worden oplossingen van cryptocyanine in methanol toegepast. Voor neodmium zijn speciale oplossingen (Kodak 9740 en 9860) verkrijgbaar.

4. DE PULSE-TRANSMISSIE MODE (PTM) Q-SWITCH

Een inherent nadeel van de tot nu toe besproken wijze van Q-switchen is, dat op het moment, dat het veld ϵ maximaal is, de uitkoppeling W_e minimaal is. Er is op dat moment een zeer grote misaanpassing tussen de resonatorimpedantie en de belasting. Men kan dit verbeteren door als volgt te werk te gaan. Tijdens het pompen wordt de meekoppeling onderdrukt (W_e groot). Daarna herstelt men de meekoppeling in de resonator snel (W_e

klein) gedurende een tijd, die voldoende is voor de opbouw van het veld ϵ . Zodra het veld ϵ maximaal is wordt de uitkoppeling snel groot gemaakt (W_e groot).

De numerieke oplossing van de vergelijkingen (1) en (2) voor het in fig. 8 getekende verloop van W_e is in fig. 9 getekend ¹⁾. Ter vergelijking is ook het resultaat, dat met een "normale" Q-switch verkregen wordt, gegeven.

Er treedt een zekere vertragingstijd t_d op, waarna het veld begint aan te groeien. Voor waarden van de relatieve inversie $\eta_0 \approx 0,6$ op het tijdstip $t = 0$, vindt men voor $t_1 = 5$ á 10 ns een totale vertragingstijd (dus inclusief t_1) van ~ 20 ns. In fig. 9 is langs de horizontale as $t - t_d$ uitgezet. Aangenomen is $t_2 = t_d + 3,25$ ns. Men ziet, dat aanzienlijk grotere piekvermogens uitgezonden worden. De duur van de puls is aanzienlijk korter.

5. MODE-LOCKING

De fluorescentielijn van een vaste-stof laser is zó groot, dat er vele z.g. axiale modi van de resonator binnen deze lijnbreedte passen. In de meeste gevallen zijn de afzonderlijke modi niet gesynchroniseerd, m.a.w. de fazes zijn onderling niet gekoppeld. Het resulterende veld op de eindspiegel wordt:

$$E_T = \sum_{k=0}^{2M} E_k e^{i \left[(\omega_0 + k\Delta\omega)t + \Phi_k \right]} \quad (3)$$

E_k = amplitude van het veld van de k^{de} -mode,

$\Delta\omega$ = verschil in hoekfrequentie tussen twee naburige modi,

Φ_k = faze behorend bij het veld van mode k .

Stel, dat het lukt om de fazes van alle modi te synchroniseren, b.v. door in de resonator een storing met de frequentie $\Delta\omega$ in de verliezen te introduceren.

Dan geldt:

$$\Phi_k - \Phi_{k-1} = \alpha = \text{constant}$$

Het blijkt dan, dat (3) een pulstrein voorstelt met een periode t_0 , die gelijk is aan de rondlooptijd in de resonator (zie fig. 10). De puls-breedte is gelijk aan $t_0(2M+1)^{-1}$. De pulshoogte is evenredig met $(2M+1)^2$.

In plaats van door storingen kan mode-locken optreden t.g.v. niet-lineaire effecten in het materiaal zelf (self-mode locking). Ook bij gebruik van een passieve Q-switch kan men mode-lock effecten verkrijgen.

6. UITVOERINGSVORMEN EN TOEPASSINGEN VAN LASERS

In dit hoofdstuk worden enige eigenschappen van commercieel verkrijgbare lasers besproken. De toepassingsmogelijkheden worden kort vermeld.

6.1 De robijnlaser

Als Q-switch worden toegepast: passieve Q-switches, normale elektro-optische sluiters of pulsc-transmissie-mode Q-switches.

Met een enkele oscillator kunnen piekvermogens tot ca 100 MW worden opgewekt. Met een normale Q-switch is de puls-breedte ca 20 ns. Met een pulsc-transmissie-mode Q-switch zakt de puls-breedte tot ca 5 ns. Grotere piekvermogens (tot ~ 2 GW) verkrijgt men door toepassing van 1 of 2 versterktrappen na de oscillator. De minimale repetitiefrequentie is ~ 10 pulsen per minuut. Met een dergelijke laser is de afstand tot de maan gemeten.

Laat men de straling van een robijnlaser onder een bepaalde hoek met

de kristallografische assen op een geschikt kristal (b.v. Armoniumdihydrofosfaat; ADP) invallen, dan wordt straling met de dubbele frequentie ($\lambda = 0,347 \mu\text{m}$) opwekt.

Robijnlasers, al of niet frequentieverdubbeld, worden toegepast bij de bestudering van fysiek-chemische processen (o.a. de fotolyse) en voor het spectroscopisch onderzoek met korte lichtpulsen.

Als gepompen voor een kleurstoflaser is een frequentie verdubbelde robijnlaser geschikt. Ook wordt hiermee het Raman effect bestudeerd, o.a. om na te gaan in hoeverre het mogelijk is de luchtverontreiniging in de atmosfeer door analyse van de terugverstrooide straling kwantitatief te bepalen.

Door het opnemen van selectieve elementen in de laserresonator en door een zorgvuldige compensatie van residu thermische distorsies kan men een robijnlaser construeren, die slechts in 1-axiale mode trilt. Het afgegeven piekvermogen is dan nog slechts ca 2 MW. Hiermee kunnen hologrammen van snel bewegende voorwerpen worden opgenomen.

6.2 De neodymium-YAG laser

Er zijn twee basisuitvoeringen bekend, nl.

- a. met een continue pomplamp en
- b. met een geflitste pomplamp.

In de uitvoering met een continue pomplamp is door het beperkte pompvermogen (enkele kW) de inversie klein. Het afgegeven continue vermogen is ca 20 W. Door een geschikte Q-switch (b.v. een elektro-optische) in de resonator op te nemen is het mogelijk de laserstraling gepulst te emitteren. De pulsduur is door de geringe inversie relatief groot ($\approx 0,2 \mu\text{s}$). De repetitiefrequentie kan groot zijn ($f_{\text{max}} \sim 50 \text{ kHz}$). Voor een repetitiefrequentie van 20 kHz is het gemiddeld afgegeven vermogen nagenoeg gelijk aan het continu afgegeven vermogen. Het piekvermogen is dan ca 5 kW.

Het is mogelijk de straling van een continu gepompte laser uit te zenden in de vorm van pulsen met een hoge herhalingsfrequentie door de uitkoppeling van de resonator (W_c) met dezelfde periode te variëren (cavity-dumping) ²⁾. Het gemiddelde van het uitgezonden vermogen blijft hierbij constant. De duur van elke puls is ca $0,1 \mu\text{s}$. De herhalingsfrequentie ligt in het gebied 0,1-10 MHz.

Wanneer een flitslamp als pompbron wordt toegepast is het uitgezonden piekvermogen van de grootte-orde 10 MW. De pulsduur is ca 10 ns. De maximale repetitiefrequentie is ca 50 Hz.

Met het beschikbaar komen van goedkope arrays van diodelasers met een hoog stralingsrendement (ca 20%) wordt het interessant deze als pompbron te gebruiken. Door de golflengte van de straling van de diodelaser met behulp van temperatuur en samenstelling van het basismateriaal af te stemmen in de pompband van de neodymiumlaser verkrijgt men een lasersysteem met een bijzonder groot overall rendement.

De neodymiumlasers worden toegepast in o.a. militaire systemen. Naast de grotere efficiency is van belang, dat in het operationele temperatuurtraject van -40°C tot $+100^\circ\text{C}$ de relevante eigenschappen nagenoeg onafhankelijk van de temperatuur zijn. Voor civiel gebruik worden neodymiumlasers o.a. toegepast voor het uitvoeren van mechanische bewerkingen. Na frequentieverdubbeling ontstaat de groene laserstraal ($\lambda = 0,53 \mu\text{m}$), die geschikt is voor toepassingen onder water. Met deze frequentieverdubbelde straling kan men ook weer Raman effecten (o.a. detecties van gassen in de atmosfeer) bestuderen. Naast frequentieverdubbeling is het ook mogelijk straling met de drievoudige frequentie ($\lambda \sim 0,35 \mu\text{m}$) op te wekken.

Men past neodymiumlasers veelal toe als pompbron voor kleurstoflasers of in experimenten betreffende parametrische laser-oscillatoren. Fotochemische reacties kunnen met neodymiumlasers bestudeerd worden. Na modeselectie kan men ook met neodymiumlasers holografische experimenten uitvoeren.

6.3 De neodymium/glas laser

Omdat het mogelijk is het materiaal in grote staven te vervaardigen en er in de brede fluorescentielijn veel energie opgeslagen kan worden kan men met neodymium/glaslasers extreem grote piekvermogens opwekken. Met een P.T.M. Q-switch zijn piekvermogens van 10^{11} W opgewekt met pulsduren van ca 5 ns. Door de grote breedte van de fluorescentielijn leent deze laser zich bijzonder goed voor mode-lock technieken. Het aantal M van de oscillerende modes is groot. Dit resulteert in het uitzenden van zeer intense en zeer korte (picoseconde) pulsen. Het maximaal gerapporteerde piekvermogen is ca $3 \cdot 10^{13}$ W in een 3 picoseconde puls.

Pogingen worden ondernomen om met behulp van deze waarlijk hoogvermogen lasers kernfusies in vast deuterium en tritium te bewerkstelligen. Om de exploitatie van de kernfusie als energiebron te realiseren zal het vermogen naar schatting alsnog met een factor 100 opgevoerd dienen te worden.

Door de betrekkelijk slechte warmtegeleiding van het glas ontstaan er door thermische effecten optische inhomogeniteiten. Dientengevolge wordt de bundeldivergentie vergroot en de maximaal bereikbare verlichtingssterkte verkleind. Om dit te voorkomen wordt de laser opgebouwd uit planparallelle schijven, die onder de Brewster-hoek gejusteerd worden. De koeling is zeer effectief, omdat de koelvloeistof tussen de schijven doorstroomt.

Lasers, waarvan de straling in picoseconde pulsen wordt uitgezonden, worden toegepast in de ultrasnelle fotografie.

REFERENTIES

- 1) R.B. Kay en G.S. Waldman, Journal of Applied Physics (36), no. 4 April 1965, p. 1319
- 2) D. Maydan en R.B. Chesler, Journal of Applied Physics (42), no. 3 (1 Mrt. 1971), p. 1031
- 3) D. Röss, LASER, Lichtverstärker und oszillatoren; Akademisch Verlagsgesellschaft, Frankfurt a/M 1966.



fig.1 opbouw van een vastestof laser

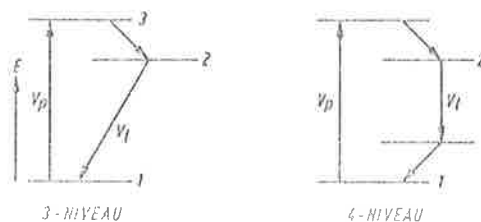


fig.2 termeschema's van lasermaterialen V_p : pompovergang, V_1 : laserovergang

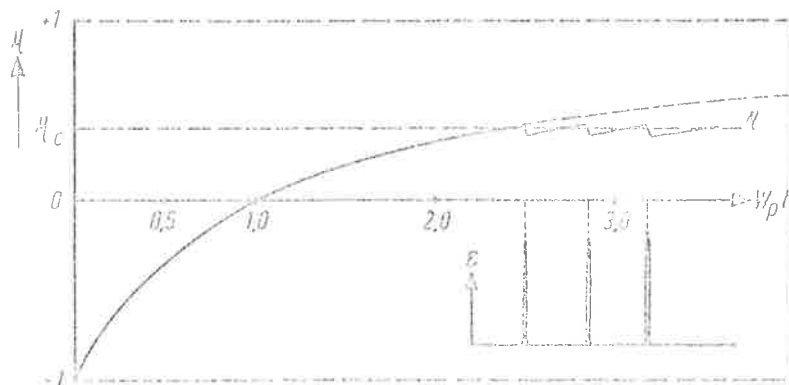


fig. 3 tijdsafhankelijkheid van de inversie (η) en van stralingsveld (ϵ)

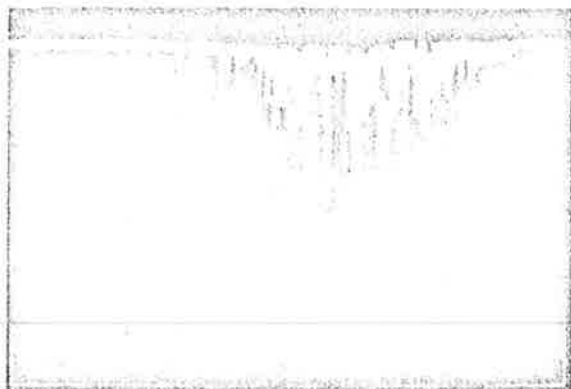


fig. 4 superregeneratieve laserwerking, hor. 20 μs /eenh.

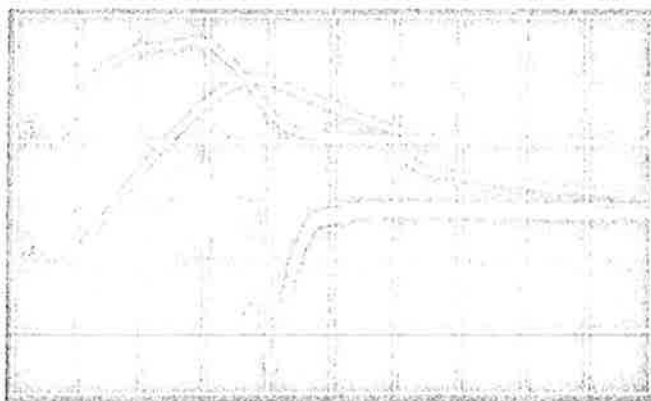


fig. 5 tijdsafhankelijkheid van
(a) de pomppuls; hor. 50 μs /eenh.
(b) de fluorescentie ($\propto n_2$);
hor. 50 μs /eenh.
(c) de laserpuls; hor. 0,1 μs /eenh.

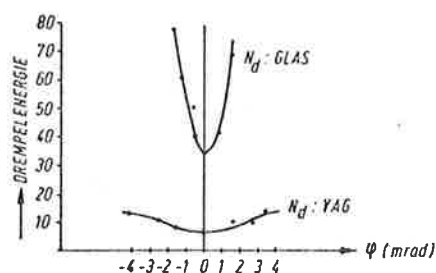


fig. 6 afhankelijkheid tussen drempelenergie en hoekverdraaiing

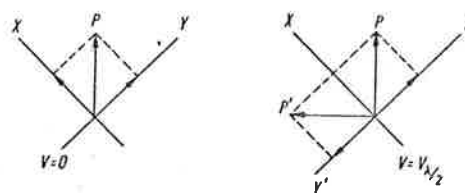


fig. 7 werking van een elektro-optische sluiters

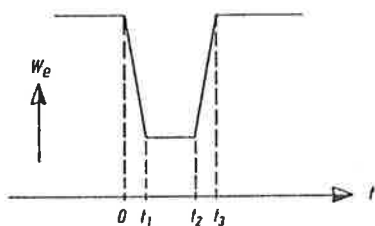


fig. 8 schakelverloop van W_e voor een pulse-transmissie-mode Q-switch

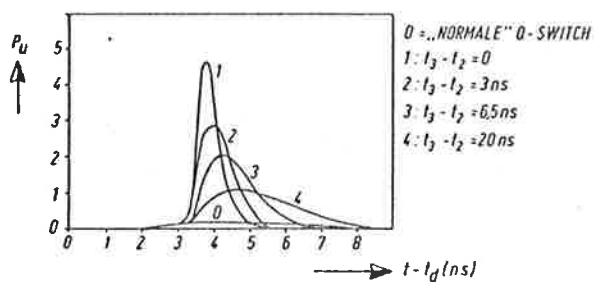


fig. 9 pulsgedrag van verschillende typen Q-switches

fig. 10 pulstrein van een mode-locked laser

