

TNO report  
FEL-97-A382

## Laser Jamming in the 3 to 5 $\mu\text{m}$ wavelength band

TNO Physics and Electronics  
Laboratory

Oude Waalsdorperweg 63  
PO Box 96864  
2509 JG The Hague  
The Netherlands

Phone +31 70 374 00 00  
Fax +31 70 328 09 61

Date  
April 1998

Author(s)  
J.C. van den Heuvel  
F.J.M. van Putten

Sponsor HWO-CO  
Project officer S.J.J. de Bruin  
Affiliation DGMD/DWOO

Classification  
Classified by S.J.J. de Bruin  
Classification date 25 maart 1998

Title Ongerubriceerd  
Managementuitreksel Ongerubriceerd  
Abstract Ongerubriceerd  
Report text Ongerubriceerd

Copy no 15  
No of copies 36  
No of pages 36 (excl RDP & distribution list)  
No of appendices -

All information which is classified according to Dutch regulations shall be treated by the recipient in the same way as classified information of corresponding value in his own country. No part of this information will be disclosed to any third party.

The classification designation Ongerubriceerd is equivalent to Unclassified, Stg. Confidntieel is equivalent to Confidential and Stg. Geheim is equivalent to Secret.

All rights reserved. No part of this report may be reproduced in any form by print, photoprint, microfilm or any other means without the previous written permission from TNO.

In case this report was drafted on instructions from the Ministry of Defence the rights and obligations of the principal and TNO are subject to the standard conditions for research and development instructions, established by the Ministry of Defence and TNO, if these conditions are declared applicable, or the relevant agreement concluded between the contracting parties.

© 1998 TNO

**DISTRIBUTION STATEMENT A**  
Approved for public release  
Distribution Unlimited

**DTIC QUALITY INSPECTED 1**

The TNO Physics and Electronics Laboratory is part of TNO Defence Research which further consists of:

TNO Prins Maurits Laboratory  
TNO Human Factors Research Institute



Netherlands Organization for  
Applied Scientific Research (TNO)

19980617 044

## Managementuittreksel

Titel : Laser Jamming in the 3 to 5  $\mu\text{m}$  wavelength band  
Auteur(s) : Dr. J.C. van den Heuvel, Ing. F.J.M. van Putten  
Datum : april 1998  
Opdrachtnr. : A95D714  
IWP-nr. : 766.3  
Rapportnr. : FEL-97-A382

De doelstelling van het project was onderzoek naar laser-jamming van infrarood-geleide wapens m.b.v. een laser in het 3 tot 5  $\mu\text{m}$  gebied.

Infrarood-geleide wapens vormen een bedreiging voor vliegtuigen en helicopters in grote conflicten maar ook in crisesbeheersingsoperaties. Volgens het *Journal of Electronic Defense* is 90% van de vliegtuigverliezen in de Falklands, Libanon, Afghanistan, en de Perzische Golf te wijten aan infrarood-geleide land-lucht raketten. Tevens is deze dreiging steeds groter aan het worden voor schepen en grondobjecten. Een aantal van deze wapens zijn eenvoudig in te zetten: een Stinger missile kan vanaf de schouder gelanceerd worden en heeft een IR-seeker voor het 3 tot 5  $\mu\text{m}$  gebied.

Als belangrijkste verdediging tegen deze dreiging dienen op dit moment de zogenaamde *flares* of *decoys*. Een alternatief ligt in het storen of beschadigen van de infrarood sensor van de raket m.b.v. een laser-jamming systeem. Met het oog hierop is halverwege 1995 het project gestart, gesteund door de Centrale Organisatie i.v.m. de krijgsmachtbrede toepassing.

In dit rapport worden naast algemene aspecten met name de resultaten van het onderzoek naar de volgende aspecten van een laser-jamming systeem besproken:

- Methoden om laserstraling in het 3 tot 5  $\mu\text{m}$  gebied op te wekken.
- Benodigde vermogens om een IR-seeker te storen.

Bij het storen van een IR-seeker (infrarood zoekkop) worden er vaak drie methodes genoemd: misleiding, verblinding en beschadiging. Deze termen zijn beter bekend onder de Engelse benamingen: *deception*, *dazzle*, and *destruction*. In het algemeen kan gesteld worden dat het benodigde vermogen toeneemt van misleiding tot beschadiging. Bij verblinding is het vermogen zo groot dat de seeker de positie van het doel niet meer kan vaststellen echter dit effect verdwijnt zodra de jammer wordt uitgeschakeld omdat de seeker niet is beschadigd. De benodigde vermogens en methodes hangen ook samen met de diverse typen van IR-seekers welke in dit rapport besproken worden. Tevens geven de resultaten van dit onderzoek informatie over de kwetsbaarheid van de eigen elektro-optische sensoren t.o.v. vijandige lasers.

Er zijn goede resultaten bereikt met twee methodes om laserstraling in het 3 tot 5  $\mu\text{m}$  gebied op te wekken. De eerste maakt gebruik van het opwekken van de verschil frequentie van twee lasers. Hiermee zijn korte laserpulsen van 5 ns bij een golflengte van 4.04  $\mu\text{m}$  gemaakt die een piekvermogen hebben van 3 MW. Dit vermogen is voldoende om detectorbeschadiging te veroorzaken. De tweede methode levert verstembare laserstraling op met golflengtes van 3 tot 5  $\mu\text{m}$ . Het vermogen ligt lager dan bij de eerste methode en is daarom vooral geschikt voor tijdelijke verblinding.

Omdat er geen infrarood detectoren beschikbaar waren voor destructief onderzoek werden er silicium photodiodes gebruikt om het vermogen waarbij beschadiging optreedt te bepalen. Experimenten met het beschadigen van detectoren lieten een goede overeenkomst zien met theoretische waarden. In een vervolgproject is het wenselijk de beschadiging en verblinding van infrarood detectoren te onderzoeken.

De resultaten van deze studie laten zien dat het in principe mogelijk is om met nieuwe lasertechnieken bronnen in het 3 tot 5  $\mu\text{m}$  te maken die geschikt zijn voor laser-jamming. Laser-jamming is echter zeer complex, er spelen meer factoren een rol dan met deze studie konden worden behandeld. Zo zijn er diverse IR-seeker modellen en zijn er meerdere jammingsmethoden mogelijk. Verder onderzoek ondermeer aan bestaande IR-seekers is noodzakelijk.

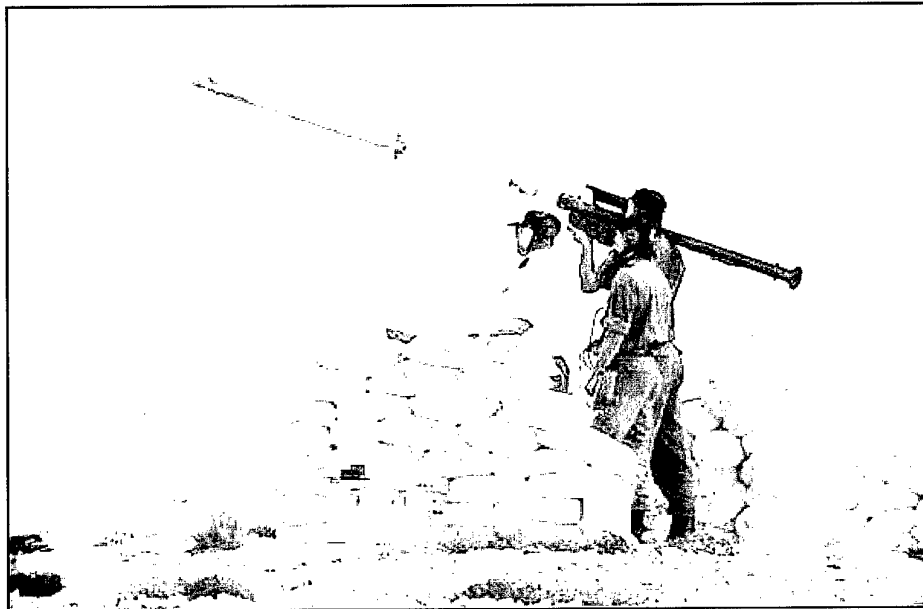
## Contents

1.	General Considerations (in Dutch) .....	5
1.1	Laser-jammingsmethoden .....	5
1.2	Vereisten laser-jammingsysteem .....	6
1.3	Benodigd vermogen .....	7
1.4	Vershil in vereisten krijgsmachtdelen .....	9
1.5	Jamming van diverse seeker types .....	11
1.6	Mogelijke laser-jammingsystemen .....	12
1.7	Eigen onderzoek laser jammers .....	12
1.8	Conclusies .....	14
2.	Generation of 4.0 $\mu\text{m}$ radiation .....	15
2.1	Difference frequency generation .....	15
2.2	Experimental setup .....	16
2.3	Results .....	17
2.4	Conclusions .....	19
3.	Generation of tunable 3 to 5 $\mu\text{m}$ radiation .....	21
3.1	Optical parametric oscillator .....	21
3.2	Experimental setup .....	21
3.3	Results .....	22
3.4	Conclusions .....	24
4.	Jamming of sensors .....	25
4.1	Jamming methods and seeker types .....	25
4.2	Comparison with radar jamming .....	27
4.3	Damage thresholds silicon detectors .....	28
5.	Literature .....	33
6.	Signature .....	35

## 1. General Considerations (in Dutch)

Infrarood-geleide wapens vormen een bedreiging voor vliegtuigen en helicopters in grote conflicten maar ook in crisesbeheersingsoperaties. Volgens het *Journal of Electronic Defense* is 90% van de vliegtuigverliezen in de Falklands, Libanon, Afghanistan, en de Perzische Golf te wijten aan infrarood-geleide land-lucht raketten [1]. Tevens is deze dreiging steeds groter aan het worden voor schepen en grondobjecten. Een aantal van deze wapens zijn eenvoudig in te zetten; Figuur 1.1 laat een Stinger missile zien die vanaf de schouder gelanceerd wordt.

Als belangrijkste verdediging tegen deze dreiging dienen op dit moment de zogenaamde *flares* of *decoys*. Een alternatief ligt in het storen of beschadigen van de infrarood sensor van de raket. Met het oog hierop is halverwege 1995 het project: *3-5  $\mu$ m laser jamming* gestart; dit project wordt gesteund door de Centrale Organisatie i.v.m. de krijgsmachtbrede toepassing.



Figuur 1.1: Lancering van een Stinger missile.

### 1.1 Laser-jammingsmethoden

Bij het storen van een IR-seeker (infrarood zoekkop) worden er vaak drie methoden genoemd: misleiding, verblinding en beschadiging. Deze termen zijn beter bekend onder de Engelse benamingen: *deception*, *dazzle*, and *destruction*. In het algemeen kan gesteld worden dat het benodigde vermogen toeneemt van misleiding tot beschadiging. Bij verblinding is het vermogen zo groot dat de seeker de positie van

het doel niet meer kan vaststellen echter dit effect verdwijnt zodra de jammer wordt uitgeschakeld omdat de seeker niet is beschadigd.

In de volgende secties zullen we ingaan op de vereisten van een toekomstig laser-jammingsysteem waarbij we rekening houden met de gebruikte jammingsmethodiek en in latere instantie ook met de gebruikte seeker.

## 1.2 Vereisten laser-jammingsysteem

Bij een toekomstig laser-jammingsysteem spelen de volgende aspecten een rol:

1. laser vermogen
2. laser golflengte
3. afstembaarheid laser
4. bundelkwaliteit laser
5. puls of CW laser
6. herhalingsfrequentie
7. jammingsmethodiek
8. richtnauwkeurigheid
9. detectienauwkeurigheid missile
10. gewicht en afmeting systeem
11. energieverbruik systeem

Aan de punten 1 t/m 8 zal aandacht worden besteed in dit hoofdstuk. Hierbij wordt in de volgende sectie het benodigde vermogen behandeld.

Wat betreft de laser golflengte zal moeten gelden dat de seeker gevoelig moet zijn voor deze golflengte en dat de atmosferische transmissie goed is. Dit betekent dat er een grote voorkeur uitgaat naar een golflengte die in het gebied ligt dat door de seeker gebruikt wordt om zijn doel te vinden. In de praktijk komt dit neer op de volgende golflengte gebieden: 1.5-2.5  $\mu\text{m}$ , 3-5  $\mu\text{m}$ , of 8-12  $\mu\text{m}$ .

Bekend is dat een laser meestal één vaste golflengte heeft waardoor de seeker met een interferentiefilter is te beschermen zodra de golflengte bekend is. Een afstembare laser is dus zeer wenselijk in een laser-jammingsysteem. In dit hoofdstuk zullen we de OPO (Optische Parametrische Oscillator) techniek beschrijven die een afstembare laser mogelijk maakt.

De bundelkwaliteit van de laser is van belang voor het jammen op grote afstanden.

Bij een slechte bundelkwaliteit zal het vermogen over een grote hoek worden uitgezonden waardoor er op grote afstand te weinig vermogen overblijft.

De keuze tussen een puls of een CW laser wordt bepaald door de jammingsmethodiek en uiteraard ook door de gebruikte lasertechnologie. Zo is de OPO techniek alleen te gebruiken bij pulslasers. Deze pulslasers hebben de mogelijkheid om veel vermogen in een korte tijd uit te zenden waardoor ze bij uitstek geschikt zijn om de sensor te beschadigen. Door het moduleren van een CW laser is het mogelijk om de IR-seeker te misleiden, overigens moet dit ook mogelijk zijn d.m.v. modulatie van een pulslaser waarbij de herhalingsfrequentie voldoende hoog moet zijn. Bij verblinding lijken zowel puls als CW lasers

geschikt. Wel moet de hersteltijd van de seeker na een laserpuls langer zijn dan de tijd tussen twee laserpulsen.

De richtnauwkeurigheid zal afhangen van het beschikbare laservermogen, de laserdivergentie en de jammingsmethodiek. In de meeste gevallen zal de laserdivergentie laag worden gemaakt om zoveel mogelijk vermogen op de seeker te kunnen richten. Hierbij zal het richten binnen een milliradiaal moeten gebeuren. Misschien is het mogelijk om bij voldoende laservermogen de laserbundel sterker te laten divergeren om zo het richten minder kritisch te maken. Dit houdt waarschijnlijk in dat de seeker misleid moet worden door een modulatie patroon vanwege het lage vermogen.

### 1.3 Benodigd vermogen

#### 1.3.1 Beschadiging

Als eerste zullen we een schatting geven van het vermogen dat nodig is om een seeker te beschadigen. Hierbij gaan we uit van een pulslaser omdat dit type laser het meest geschikt is voor beschadiging. Verder gaan we ervan uit dat de straling d.m.v. optiek op de detector gefocuseerd wordt. Deze aanname is juist voor imaging-seekers, rosette trackers en cross-bar trackers, echter bij reticle-seekers ligt dit gecompliceerder omdat hier tevens sprake is van een tussen focus op het reticle. Door het focuseren is er slechts relatief weinig energie nodig om te beschadigen. Ter illustratie, voor het menselijk oog wordt bij een lasergolfenlengte van  $1.06 \mu\text{m}$  een veilige grens gehanteerd van ongeveer  $10 \mu\text{J}$ .

Bij het schatten van het vermogen dat nodig is om een seeker te beschadigen maken we gebruik van het feit dat de meeste sensormaterialen bij ongeveer dezelfde intensiteit een oppervlakbeschadiging vertonen [2]. Deze drempelintensiteit is  $1 \text{ J/cm}^2$ .

Door een redelijke aanname te maken voor de openingspupil van de seeker-optiek (10 cm) en de afstand tussen lens en focus (20 cm) komen we tot een diameter van de laserspot op het detectormateriaal van  $10 \mu\text{m}$  uitgaande van een  $4 \mu\text{m}$  golflengte. Deze diameter houdt in dat slechts  $1 \mu\text{J}$  door de lensopening hoeft om tot beschadiging te leiden. Hierbij valt op dat dit van vergelijkbare orde van grootte is als het menselijk oog.

Bovenstaande berekening is uiteraard een ruwe schatting. Wat ondermeer ontbreekt is de afhankelijkheid van de pulsduur. De genoemde beschadigingsdrempel van  $1 \text{ J/cm}^2$  is gebaseerd op thermische effecten d.w.z. het smelten van het sensor oppervlak. Dit betekent een pulsduur in het  $\mu\text{s}$  gebied. Bij kortere pulsduren van enkele ns spelen ook elektrische doorslageffecten of multifoton processen een rol waardoor bij minder energie beschadiging kan optreden.

### 1.3.2 Misleiding

Voor het misleiden van de IR-seeker wordt er gebruik gemaakt van een gemoduleerde zendbundel. Deze modulatie is te verwezenlijken d.m.v. een gemoduleerde CW laser of d.m.v. pulsmodulatie bij een pulslaser. Bij deze techniek ligt het probleem in het vinden van het juiste modulatie patroon; het vermogen is minder kritisch. Hierbij kan een (CW) laser informatie verschaffen over het type seeker d.m.v. het kateoog effect. Bij dit effect is er een aanzienlijke reflectie van de laserbundel aan de seeker, vergelijkbaar met het bekende oplichten van een kateoog, waardoor de seeker geïdentificeerd kan worden [3]. Een schatting van het stoorvermogen bij de seeker is te baseren op de straling van het doel zelf waarbij we ervan uitgaan dat het stoorvermogen tenminste even groot is als de straling van het doel. Een redelijke schatting is dat de hete uitlaat van een vliegtuig een straling in het 3-5  $\mu\text{m}$  gebied geeft van 1000 W/Sr. Op een afstand van 1 km met een seeker-oppervlak van 100  $\text{cm}^2$  geeft dit een ontvangen vermogen van 10  $\mu\text{W}$ . Als we bedenken dat compacte CW en pulslasers gemakkelijk enkele Watts leveren dan is duidelijk dat er voldoende vermogen is. Wel zal dit vermogen goed op de seeker gericht moeten worden.

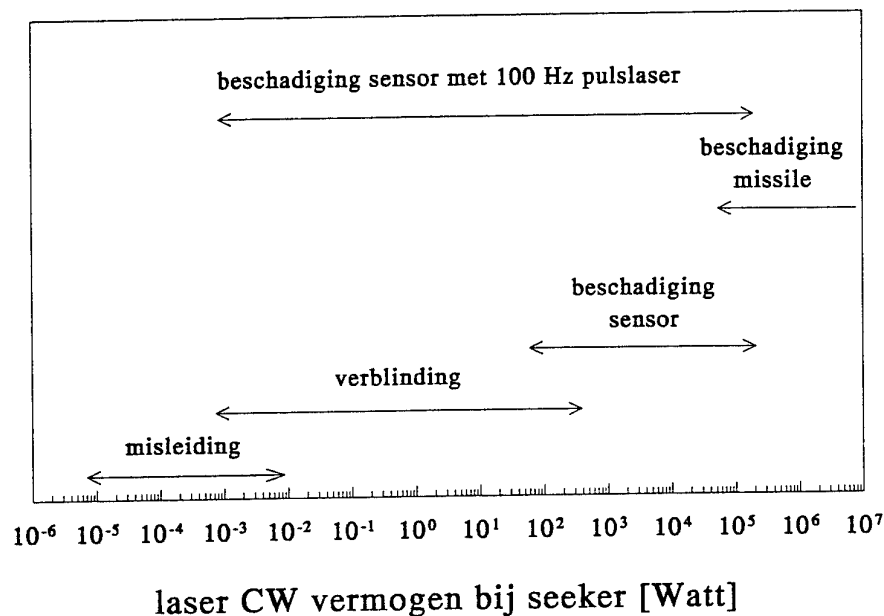
### 1.3.3 Verblinding

Voor het verblinden van een seeker is meer vermogen nodig dan voor het misleiden. In een TNO-FEL rapport heeft ir. A.N. de Jong een verblindingsexperiment beschreven waarbij een 10 W  $\text{CO}_2$  laser werd gebruikt [3]. De gebruikte laser had een relatief hoge divergentie van 4.5 mrad (halve hoek) waardoor de camera's op 1500 m afstand slechts een gering vermogen ontvingen. Uitgaande van een lensopening van 100  $\text{cm}^2$  vinden we een ingestraald vermogen van 1 mW op 1500 m. De beelden gaven een grote vlek te zien op de plaats van het doel waardoor het *tracken* van het doel door een seeker sterk bemoeilijkt wordt.

Figuur 1.2 geeft een indicatie van het benodigde vermogen voor de verschillende jammingsmethoden. Duidelijk is te zien hoe dit vermogen toeneemt van misleiding tot beschadiging. Deze waarden zijn gebaseerd op de bovenstaande overwegingen. Hierbij is uitgegaan van het vermogen op de intreepupil van de sensor (doorsnede 100  $\text{cm}^2$ ). Het vermogen van de laserjammer zal hoger liggen omdat niet al het vermogen op de intreepupil zal vallen. De pulslaser neemt een aparte positie in de figuur in. Doordat er sprake is van zeer korte pulsen van enkele ns is het piekvermogen heel hoog terwijl het gemiddeld vermogen laag ligt. Hierdoor zal er bij een gemiddeld laag vermogen toch beschadiging bij de sensor optreden.

De bovenstaande laser vermogens zijn slechts bedoeld als indicatie. Veelal zal een veel hoger vermogen (of pulsenergie) gebruikt worden om zeker te zijn van het storen van het inkomende missile. Verder zijn de aspecten als het richten van de laser bundel en de gebruikte divergentie nog niet behandeld. Dit hangt nauw samen met het volgende gedeelte waarin de verschillen voor de krijgsmacht delen worden behandeld.





*Figuur 1.2: Grafische weergave van benodigd vermogen op de intrepupil van de seeker voor de diverse jammingsmethoden.*

#### 1.4 Verschil in vereisten krijgsmachtdelen

Voor de krijgsmachtdelen speelt naast de bescherming van de eigen platforms tegen IR-geleide missiles ook de effectiviteit van luchtverdedigingssystemen uitgerust met IR-geleide missiles een rol. Eerst zal de bescherming van platforms besproken worden, daarna zal de effectiviteit van luchtverdedigingssystemen bekeken worden. Hierbij zal met name het belang voor SHORAD systemen (SHORT Range Air Defence) worden belicht.

Als we de elektro-optische bescherming van militaire platforms bekijken dan is het duidelijk dat er een groot verschil is in de bescherming van een schip of een vliegtuig. Een vliegtuig is veel kleiner en heeft minder ruimte om een omvangrijk laser-jammingsstelsel te herbergen. Verder is de manoeuvreerbaarheid van een vliegtuig groter waardoor het mogelijk is om de seeker op kortere afstand uit te schakelen. Deze twee karakteristieken: manoeuvreerbaarheid en laadvermogen liggen bij voertuigen van de KLu tussen die van de KLu en de KM in. Deze verschillen zullen betekenen dat jammingsystemen van de KM anders zullen zijn dan die van de KLu. De hoge manoeuvreerbaarheid van het vliegtuig heeft ook tot gevolg dat het richten van de laserbundel op de seeker moeilijker wordt. De lage manoeuvreerbaarheid van een schip houdt in dat de seeker op grote afstand moet worden uitgeschakeld, om dit te bereiken zal er met veel laserpower gewerkt worden wat ook mogelijk is gezien het hoge laadvermogen.

Voor de gebruikte lasertechnologie in de jammers betekent dit dat gaslasers wel op schepen kunnen maar in vliegtuigen voor grote problemen zorgen door hun grote afmetingen. Vastestof lasers in combinatie met golflengte conversie zijn wel compact uit te voeren waardoor deze bij uitstek geschikt zijn voor vliegtuigen. De vastestof lasertechnologie is eenvoudig op te schalen naar hoge vermogens voor schepen. Bij de golflengte conversie moet deze schaalbaarheid nader bekeken worden.

Al in het bovenstaande werd de richtproblematiek genoemd. Deze is beslist aanzienlijk omdat bij het beschadigen van een seeker veel vermogen nodig is waardoor de laserbundel een geringe divergentie moet hebben en goed op de seeker gericht moet zijn. Dit stelt tevens hoge eisen aan de waarnemingssystemen die de positie van de missile goed moeten vaststellen.

Als we ervan uitgaan dat een vliegtuig een missile nog kan ontwijken op 1 km afstand en dat dit voor een schip al op 5 km afstand geldt, dan ligt er een vermogensverschil van een factor 25. Dit verschil in vermogen is gebaseerd op een gelijke divergentie van de laserbundel in de beide situaties. De vermogens eis voor een schip kan verminderd worden als de richtmethodiek en het waarnemingssysteem zo goed is dat een laser met een geringere divergentie gebruikt kan worden. Verder is er uitgegaan van een gelijke grootte van de intreepupil; bij een anti-ship missile zal de intreepupil in het algemeen groter zijn waardoor het vermogen kan afnemen of de divergentie kan toenemen (voor eenvoudiger richten).

Tabel 1.1: *Minimaal vereiste vermogens en pulsenergie voor de krijgsmachtdelen.*

krijgsmacht- onderdeel	jamming afstand	misleiding	verblinding	beschadiging sensor door pulslaser
KLu	1 km	3 mW	0.3 W	3 mJ
KL	2 km	10 mW	1 W	10 mJ
KM	5 km	0.1 W	10 W	100 mJ
KM	10 km	0.3 W	30 W	300 mJ

Tabel 1.1 laat het minimale vermogen zien dat nodig is om de gekozen jammingsmethode uit te voeren. Het verschil in vermogen voor de krijgsmachtdelen is het gevolg van het verschil in jamming-afstand, waarbij er gekozen is voor een generiek missile voor alle situaties (doorsnede intreepupil 100 cm<sup>2</sup>). Voor de richtnauwkeurigheid is in alle gevallen 1 mrad gekozen en de divergentie van de laserbundel is daarom 1 mrad (halve hoek). Er is dus vanuit gegaan dat 1 mrad richtnauwkeurigheid voor een manoeuvrerend vliegtuig haalbaar is. Andere effecten die niet zijn meegenomen zijn de atmosferische transmissie en het verschil in grootte van de intreepupil van de seeker. Hierdoor zijn de vermogens slechts een orde van grootte schatting. Dit is te verantwoorden omdat de benodigde vermogens op de seeker zelf ook schattingen zijn met een vergelijkbare nauwkeurigheid.

Voor toekomstige luchtverdedigingssystemen worden er momenteel verschillende systeemstudies en operationele studies verricht. Met name de aanschaf van een SHORAD-systeem ten behoeve van KLu-vliegbasisverdediging en KL-

objectverdediging is zeer actueel. Zo'n SHORAD systeem kan gebruik maken van diverse technologieën voor de detectie, tracking, en geleiding (van het missile) waarbij uitgegaan moet worden van een missile-bereik van 10 tot 12 km. Er zal geen geleiding nodig zijn bij een systeem uitgerust met IR-geleide missiles, dan is er sprake van een *fire-and-forget* wapen. Voor deze situatie spelen dezelfde afwegingen een rol die gemaakt zijn bij de bescherming van eigen platform. Als voor de geleiding gebruik wordt gemaakt van een IR-camerasysteem op het SHORAD systeem dan moet ook de jamming van dit camerasysteem worden gezien. Omdat er hier sprake is van een beeldvormend systeem is de jammingsmethodiek verblinding of beschadiging. Verder geldt dat in principe de technologie van IR-camera's en imaging seekers gelijk is waardoor vergelijkbare jamming-vermogens gebruikt kunnen worden als bij de seekers.

### 1.5 Jamming van diverse seeker types

Er zijn drie typen seekers te onderscheiden als we kijken vanuit het perspectief van een jammingsysteem:

1. reticle seeker
2. rosette of cross-bar seeker
3. imaging seeker

Bij een reticle seeker wordt het doel afgebeeld op een ronddraaiend wiel (reticle). Het beschadigen van de detector is nu moeilijker omdat het focus van de laser op het reticle ligt. Wel wordt het licht d.m.v. een collector naar de detector geleid en hierdoor is mogelijk de collector te beschadigen of de detector. Het verblinden is eenvoudiger omdat 50% van de lichtenergie naar de detector geleid wordt. Misleiding is mogelijk omdat de detector de positie van het doel uit de modulatie door het reticle haalt. Een modulatie van de laserbundel geeft een verkeerde positie van het doel.

Beschadigen is eenvoudiger bij een rosette of cross-bar seeker omdat er gefocusseerd wordt op de detector. Dit gebeurt echter slechts een fractie van de tijd (typisch 10%) waardoor een hoge herhalingsfrequentie van de pulslaser nodig zal zijn. Mogelijk is het wel zo dat een krachtige pulslaser de seeker kan verblinden als er niet op de detector gefocusseerd wordt d.m.v. strooilicht. De herhalingsfrequentie kan in dat geval lager op voorwaarde dat de hersteltijd van de seeker bij verblinding langer is dan de tijd tussen de pulsen. Overigens is natuurlijk ook een CW laser uitstekend te gebruiken voor het verblinden. Ook bij dit type seeker is misleiding door een gemoduleerde zendbundel mogelijk maar moeilijker dan bij een reticle seeker.

Een imaging seeker is niet te misleiden door een modulatie patroon. Bij dit type is beschadiging het meest eenvoudige omdat er op het detector array wordt gefocusseerd. Er wordt hierbij vanuit gegaan dat er geen sprake is van een scan camera omdat deze vaak te traag zijn voor een seeker. Verblinding wordt veroorzaakt door blooming of door extra reflecties in de optiek.

## 1.6 Mogelijke laser-jammingsystemen

De huidige electro-optische jammers, zoals het NEMESIS systeem van de UK/USA, zijn gebaseerd op incoherente bronnen (lampen) die mechanisch of elektrisch gemoduleerd worden. Uiteraard is door het lage vermogen de jammingsmethodiek misleiding. Hierbij is vooral het vermogen in het 3-5  $\mu\text{m}$  te gering waardoor een uitbreiding van NEMESIS met een 3-5  $\mu\text{m}$  laser wordt gepland [4]. Zoals in het voorgaande genoemd zijn er ruwweg drie golflengte gebieden waarin een seker te storen is: 1.5-2.5  $\mu\text{m}$ , 3-5  $\mu\text{m}$ , of 8-12  $\mu\text{m}$ . Een ideaal laser-jammingsysteem zou voldoende vermogen uitzenden in deze drie golflengtebanden waarbij de golflengtes afstembaar zijn om tegenmaatregelen te bemoeilijken. In de praktijk blijkt dit moeilijk te realiseren vooral op de punten van afstembaarheid en de 3-5  $\mu\text{m}$  band.

De 3-5  $\mu\text{m}$  golflengteband wordt slechts door een beperkt aantal lasers bestreken. Er zijn een aantal gaslasers die 3-5  $\mu\text{m}$  straling geven: deuterium-fluoride, helium-xenon, en de verdubbelde CO<sub>2</sub> laser. Deze lasers hebben belangrijke beperkingen naast het feit dat ze als gaslasers altijd volumineus zijn. De DF laser gebruikt giftige en reactieve gassen; de He-Xe laser heeft een laag rendement en weinig golflengtes in het gebied; de verdubbelde CO<sub>2</sub> zit op de rand van het golflengtegebied.

Een andere route voor 3-5  $\mu\text{m}$  straling is op basis van vastestof lasers en golflengte conversie. In principe zijn er veel vastestof lasers en conversietechnieken die het mogelijk maken om de gewenste straling op te wekken. De meest veelbelovende zijn OPO technieken waarbij de opgewekte straling eenvoudig afstembaar is door het draaien van het conversie kristal. Doordat de OPO techniek zo flexibel is kan de vastestof laser met de beste eigenschappen (ondermeer efficiëntie) gebruikt worden. Naar onze mening is deze techniek het meest geschikt voor laser jamming in de golflengte gebieden: 1.5-2.5  $\mu\text{m}$  en 3-5  $\mu\text{m}$ . In het nu volgende zullen we wat meer informatie geven over de OPO techniek.

## 1.7 Eigen onderzoek laser jammers

In het project 3-5  $\mu\text{m}$  laser jamming wordt de generatie van mid-IR straling m.b.v. OPO technieken onderzocht. Een uitgebreide behandeling van de theorie van niet-lineaire optica zou nu te ver voeren. Wel zal hier summier de voornaamste voorwaarden en de principes worden genoemd. Een heleboel golflengteconversie processen kunnen worden beschreven met de volgende formule:

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \quad (1.1)$$

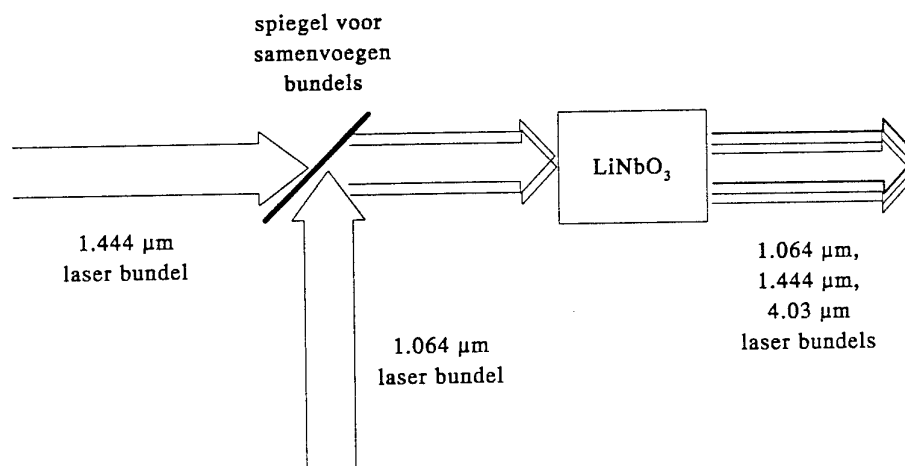
Hierbij zijn de  $\omega$ 's de frequenties van het oorspronkelijke en het geconverteerde licht. In het geval van frequentie verdubbeling (*second harmonic generation*) geldt de bijzondere situatie dat  $\omega_1 = \omega_2$ . Het fysische principe van frequentie verdubbeling (en van de andere golflengte conversies) is gebaseerd op de niet-lineaire polarisatie in een aantal materialen. Bij lage lichtintensiteiten is de polarisatie in het

materiaal evenredig met de elektrische veldsterkte; deze polarisatie zorgt voor de brekingsindex van het materiaal. Bij hoge intensiteit is de polarisatie niet-lineair met de veldsterkte en deze niet-lineaire polarisatie term fungeert als een bron term voor andere lichtfrequenties. Omdat er sprake is van koppeling van diverse trillingen moet er voor gezorgd worden dat deze trillingen gedurende de propagatie door het materiaal in fase blijven lopen, dit heet *phase matching*. Dit betekent dat er ook aan de volgende vergelijking voldaan moet worden:

$$n_3\omega_3 = n_1\omega_1 + n_2\omega_2 \quad (1.2)$$

Hierbij zijn  $n_1$ ,  $n_2$  en  $n_3$  de brekingsindices bij de overeenkomstige frequenties. De bovenstaande twee vergelijkingen zijn in het algemeen niet beide te verwezenlijken door de dispersie van het materiaal. In het geval van een dubbelbrekend kristal lukt dit wel door verschillende polarisatie richtingen te nemen en onder de juiste hoek het licht te laten invallen. Op deze manier werkt ook de afstembaarheid in een OPO opstelling waar elke hoek een bepaalde combinatie van  $\omega_1$  en  $\omega_2$  oplevert die als som de oorspronkelijke  $\omega_3$  opleveren.

In het project 3-5  $\mu\text{m}$  laser jamming wordt de generatie van mid-IR straling m.b.v. OPO technieken onderzocht. Er wordt uitgegaan van een Nd:YAG laser bij 1.06  $\mu\text{m}$  aangezien dit een compacte, hoogvermogen laser is met gunstige eigenschappen voor OPO conversie. Door middel van een lithiumniobaat ( $\text{LiNbO}_3$ ) kristal is de oorspronkelijke pomp frequentie  $\omega_3$  te splitsen in een *signal*  $\omega_2$  en *idler*  $\omega_1$  frequentie. Om de omzetting op gang te brengen wordt er een fractie  $\omega_2$  toegevoegd; in het begin van het project is een vaste golflengte van 1.444  $\mu\text{m}$  gebruikt wat een idler golflengte oplevert van 4.0  $\mu\text{m}$ . Deze techniek wordt wel *difference frequency generation* genoemd, omdat het verschil van de twee frequenties wordt gemaakt. In een later stadium is een variabele  $\omega_2$  toegevoegd waardoor er een afstembare golflengtebron in het 3-5  $\mu\text{m}$  gebied ontstaat. Figuur 1.3 geeft een schets van de experimentele opstelling.



Figuur 1.3: Golflengte conversie naar het 3-5  $\mu\text{m}$  gebied.

## 1.8 Conclusies

In dit hoofdstuk zijn de volgende aspecten van 3-5  $\mu\text{m}$  laser jamming besproken:

- laser-jammingsmethoden
- vereisten laser-jammingsysteem
- benodigd vermogen
- verschil in eisen voor krijgsmachtdelen
- jamming van diverse seeker types
- mogelijke laser-jammingsystemen
- eigen onderzoek laser jammers

Deze onderwerpen zijn niet uitputtend behandeld. Er zal nog veel onderzoek gedaan moeten worden om de toepassingsaspecten van een jammingsysteem nauwkeurig te bepalen. Zo zijn de richtproblematiek en het benodigde vermogen voor de drie jammingsmethoden: misleiding, verblinding, en beschadiging slechts globaal aangegeven. De volgende hoofdstukken laten experimentele resultaten zien op het gebied van golflengte conversie naar het 3-5  $\mu\text{m}$  gebied en op het gebied van beschadiging van detectoren.

## 2. Generation of 4.0 $\mu\text{m}$ radiation

### 2.1 Difference frequency generation

There are several laser technologies to reach the 3 to 5  $\mu\text{m}$  wavelength band. Chemical lasers are capable of emitting high power in this wavelength band. However, the chemicals used, deuterium fluoride and hydrogen fluoride, are highly toxic. Furthermore, gas lasers are always large due to the large gain volume and due to the large gas handling equipment. Another direct approach are the diode lasers, however, these diodes emit only a few mW.

Since lasers emitting directly in the 3-5  $\mu\text{m}$  band have many limitations, wavelength conversion is used to obtain the right wavelength. Many wavelength conversion techniques are available. All these techniques suffer from a reduced gain at longer wavelengths. A reduced gain means that higher powers are required to obtain a good conversion efficiency. Difference frequency generation (DFG) is chosen for the generation of mid-infrared since it requires only moderate powers.

Chapter 1 gave a brief explanation of general wavelength conversion techniques. The general equation for wavelength conversion is

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \quad (2.1)$$

where the  $\omega$ 's are the frequencies of the original and the generated laser beams. In DFG  $\omega_1$  is the generated frequency that is equal to the difference of  $\omega_3$  and  $\omega_2$ . The equation guarantees the conservation of energy based on  $E = \hbar\omega$ . It is easily verified that the combination of 1.064  $\mu\text{m}$  and 1.444  $\mu\text{m}$  gives 4.04  $\mu\text{m}$ .

In order to use DFG or any other wavelength conversion technique, a suitable material has to be selected. This material must have a large nonlinear coefficient meaning that moderate laser powers generate a sufficient nonlinear polarization in the material. At low power the polarization is linear with the electric field of the laser light and this effect is responsible for the refractive index of the material. The nonlinear polarization is the source of the new wavelength and appears at high laser powers. Since the nonlinear polarization must be in phase with the generated beam at the difference frequency, the following phase-matching relation holds:

$$n_3\omega_3 = n_1\omega_1 + n_2\omega_2 \quad (2.2)$$

where  $n_1$ ,  $n_2$  and  $n_3$  are the refractive indices at the respective wavelengths. This leads to a second requirement for the DFG material, namely that phase matching must be feasible at the wavelengths of 1.064  $\mu\text{m}$ , 1.444  $\mu\text{m}$ , and 4.04  $\mu\text{m}$ . In general this is not possible since the refractive indices are not equal due to dispersion in the material. However, crystals that lack inversion symmetry have different refractive indices for the various polarization states of the light. By choosing the right polarization states for the three laser beams phase matching is obtained after tuning the refractive index by rotating the crystal.

A final requirement for the nonlinear material is the wavelength range for which the material is transparent. Since three wavelengths are present in the material, the material should not absorb one of these wavelengths. Absorption will limit the conversion efficiency or the crystal will be damaged due to the excess heat. These requirements greatly limit the materials that can be used. Lithiumniobate ( $\text{LiNbO}_3$ ) is suitable and cheap, therefore it is a natural choice for our experiments. However, it has the limitation of a low damage threshold which means that only relatively low powers per area are allowed. The results with  $\text{LiNbO}_3$  show that a high conversion efficiency is obtained (25% quantum efficiency) giving 17 mJ with a pulselength of 5 ns resulting in a peak power of about 3 MW. Higher powers are possible but only with larger crystals due to the relatively low damage threshold.

## 2.2 Experimental setup

Figure 2.1 shows the experimental setup for the generation of  $4.04 \mu\text{m}$  radiation using difference frequency generation (DFG) in  $\text{LiNbO}_3$ .

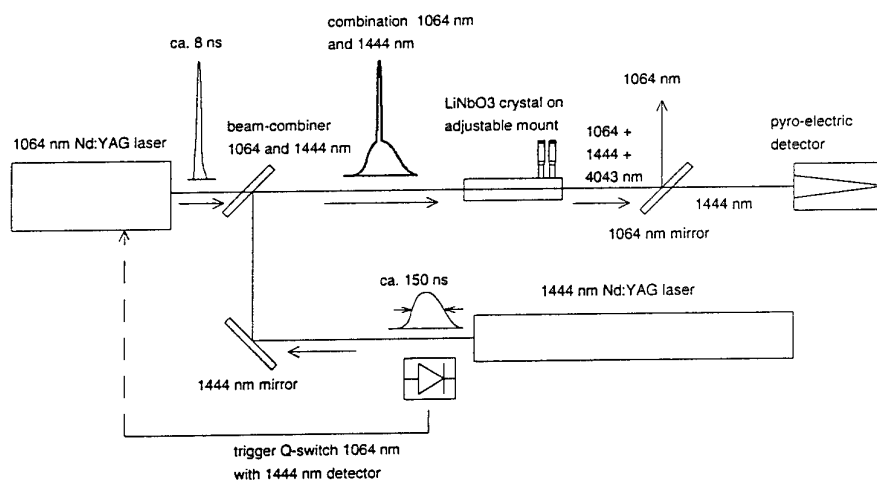


Figure 2.1: Setup for the generation of  $4.04 \mu\text{m}$  using difference frequency generation.

The two pulses of the  $1.444 \mu\text{m}$  and the  $1.064 \mu\text{m}$  laser are combined using a dichroic mirror. The  $1.444 \mu\text{m}$  laser has been developed in our laboratory [6]. The  $1.064 \mu\text{m}$  is a Spectra-Physics laser. The polarisation of the  $1.444 \mu\text{m}$  laser is s-type, which is reflected by the dichroic mirror. The polarization of the  $1.064 \mu\text{m}$  laser is p-type, which has a high transmission for the dichroic mirror.



The polarizations of the 1.064 and the 1.444, namely p- and s-type, are perpendicular in order to have phase matching in the crystal. For these polarizations, the 1.064 radiation is the extraordinary ray and the 1.444 radiation is the ordinary ray. In order to obtain phase matching a certain angle between the extraordinary ray and the optical axis of the crystal has to be set. It was found that an angle of  $48.5^\circ$  gives phase matching. This angle was obtained using the data in ref. 7. To obtain this phase-matching angle the crystal was mounted in a holder with fine horizontal and vertical adjustment screws.

In order to use DFG the two pulses must overlap, i.e. be present in the crystal at the same time. A complication was the jitter of the 1.444 laser pulse in respect to the Q-switch trigger. This problem was solved by using the 1.444 laser pulse as a trigger for the 1.064 laser. To trigger the Q-switch of the 1.064 Nd:YAG laser an InGaAs detector with a 1 GHz bandwidth was used (New Focus model 1611). Since the pulse width of the 1.444 laser is quite large, namely 150 ns, the 1.064 pulse arrived before the end of the 1.444 pulse. Concerning the spatial overlap: the diameter of the 1.064  $\mu\text{m}$  beam was 7.5 mm while the 1.444  $\mu\text{m}$  beam had a 6 mm diameter.

It was found that it was more accurate to measure the increase of 1.444  $\mu\text{m}$  radiation than the energy of the 4.04  $\mu\text{m}$  pulse directly. A long pass filter absorbed the 1.064  $\mu\text{m}$  but appeared to absorb the 4  $\mu\text{m}$  as well. By using a 1.064  $\mu\text{m}$  mirror that transmits the 1.444, the increase of 1.444 can be measured which can be directly related to the generated 4.04  $\mu\text{m}$ . The pulse shapes of the 1064 nm and the 1444 nm pulse were measured with a Tektronix InGaAs detector (model P6703) with a 1 GHz bandwidth and a fiber optics input. The 4  $\mu\text{m}$  pulse was detected with HgCdTe detector made by Vigo (Model PEM-L-3) with a 0.2 ns rise time.

### 2.3 Results

Figure 2.2 shows the results of the DFG experiments using a  $\text{LiNbO}_3$  crystal with a length of 3.0 cm. Two seed levels were used by varying the energy of the 1.444  $\mu\text{m}$  pulse, namely 19 mJ and 39 mJ. The figure shows the energy of the generated 4.04  $\mu\text{m}$  radiation and the efficiency of the conversion. The energies are corrected for the reflection losses at the uncoated faces of the crystal. It is clear that the influence of the seed power is almost negligible which is due to the relative high pump power.

The maximum pulse energy of 17 mJ at 4.04  $\mu\text{m}$  is enough for the damage of the detector in laser jamming. In chapter 1 it was calculated that a range of 2 km can be reached with this pulse energy.

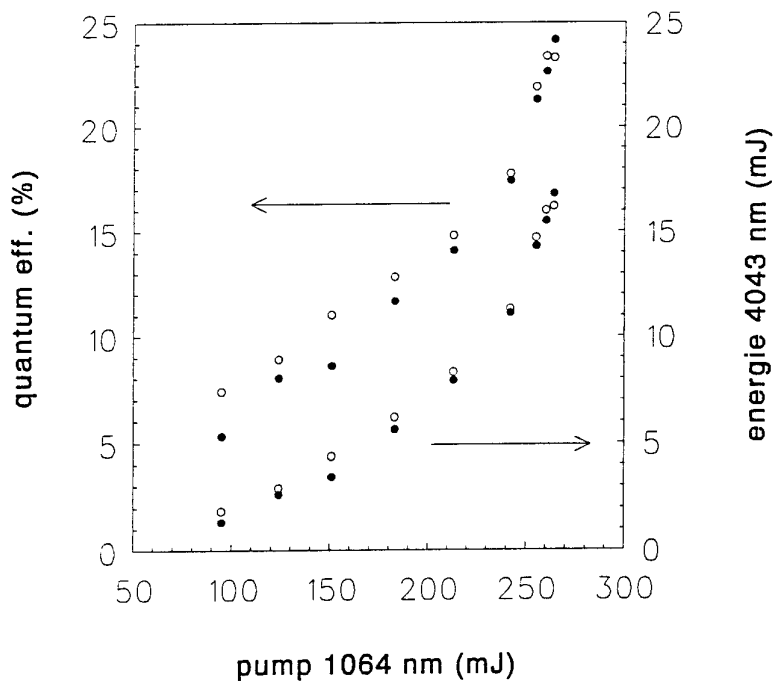


Figure 2.2: Generation of  $4.04 \mu\text{m}$  radiation in  $\text{LiNbO}_3$  at two seed levels. Solid circles indicate a seed energy of 19 mJ, open circles indicate 39 mJ.

Optical damage occurred at the crystal surface at the highest pulse energies. Therefore, the pump energy was limited to 300 mJ. According to the manufacturer the damage threshold was around  $100 \text{ MW/cm}^2$ , which is a factor three lower than often quoted in the literature. If a crystal with a higher damage threshold is used, higher pulse energies at  $1.444 \mu\text{m}$  are obtainable.

Figure 2.3 shows the pulse shape of the  $1.444 \mu\text{m}$  and the generated  $4.04 \mu\text{m}$  laser pulse. The pulsewidth of the  $1.444 \mu\text{m}$  is around 150 ns. Due to the DFG, a high spike is seen in the pulse shape, which is caused by the conversion of  $1.064 \mu\text{m}$  to  $1.444$  and  $4.04 \mu\text{m}$ . The shape of the  $4.04 \mu\text{m}$  pulse is shown below the  $1.444$  and has a pulsewidth of around 5 ns, which agrees with the pulse width of the  $1.064 \mu\text{m}$  of 8 ns.

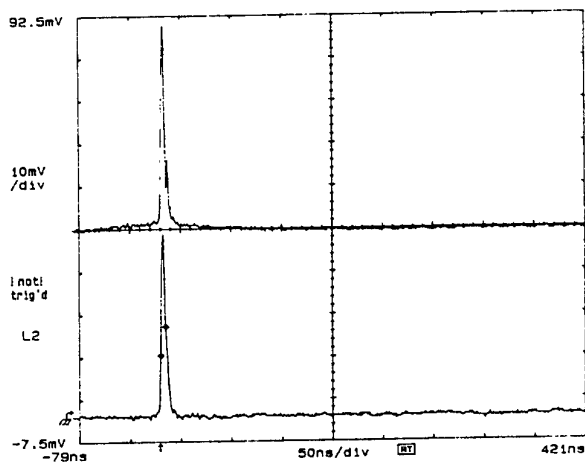


Figure 2.3: Pulse power versus time of the 1.444 (higher curve) and 4.04  $\mu\text{m}$  (lower curve).

## 2.4 Conclusions

The DFG experiments with  $\text{LiNbO}_3$  show that a high conversion efficiency is obtained (25% quantum efficiency) giving 17 mJ of 4.04  $\mu\text{m}$  radiation with a pulselength of 5 ns resulting in a peak power of about 3 MW. Higher powers are possible with a crystal with a higher damage threshold or with a larger crystal. In our experiments the power at 4.04  $\mu\text{m}$  was limited by the damage threshold of the  $\text{LiNbO}_3$  crystal.



### 3. Generation of tunable 3 to 5 $\mu\text{m}$ radiation

#### 3.1 Optical parametric oscillator

An optical parametric oscillator (OPO) can generate laser light with a tunable wavelength. Again the fundamental equation is

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \quad (3.1)$$

where  $\omega_3$  is called the pump,  $\omega_2$  is called the signal, and  $\omega_1$  is called the idler. The OPO generates two new beams with signal and idler wavelengths from the pump beam. In the quantum picture this can be seen as dividing the pump photon in a signal photon and an idler photon. Tunability is achieved by selecting which signal and idler wavelengths are allowed. The criterion for the selection is based on the phase matching as explained in the previous chapter. Since the refractive indices at the three wavelengths depend on the rotation angle of the crystal or the temperature of the crystal, tunability is achieved by rotating the crystal or changing its temperature.

It is in general more difficult to operate an OPO than to perform DFG, since now two beams have to be amplified from the quantum noise level, namely the signal and the idler. In DFG only the beam at the difference frequency was amplified from the noise level. This means that an OPO is always used in a resonator like a laser in contrast with the single pass setup for DFG. We use a resonator that has high reflection mirrors for the signal wavelength only. This setup is called a single resonant oscillator (SRO). Double resonant oscillators (DRO) are based on resonating both the signal and the idler. However, DRO are much more difficult to tune and to stabilize. The advantage of a DRO is the relative low gain that is required in contrast with an SRO that needs high gain.

The gain of an OPO also depends on the wavelengths: short wavelengths give high gain. Therefore, we have chosen to reach the mid-infrared in two steps:

1. Tunable laser light around 1.4  $\mu\text{m}$  is generated using ultraviolet laser light.
2. DFG is used to obtain tunable laser light in the mid-infrared using the light around 1.4  $\mu\text{m}$  as the seed beam.

This scheme has the advantage of using short wavelengths to obtain a large gain in the OPO. We use the third harmonic of our 1.064  $\mu\text{m}$  laser at 355 nm to pump the OPO. The remaining 1.064  $\mu\text{m}$  was used to pump the DFG setup.

The results show that tunable midinfrared radiation was obtained in this way.

Unfortunately, the pulse energy was rather low, since we did not have the components to optimize this setup.

#### 3.2 Experimental setup

Figure 3.1 shows the experimental setup that was used to generate tunable 3 to 5  $\mu\text{m}$  radiation. The 1.064  $\mu\text{m}$  laser beam is split into two beams. One beam is fed,

after tripling the frequency, into the OPO, the other beam is used as the pump for the DFG. We did not have the optical components to transform the elliptical polarized 1.064  $\mu\text{m}$  radiation into a linear polarized beam. This means that only a part of the 1.064  $\mu\text{m}$  is effective as a pump source for the DFG process, since the DFG requires linear polarized beam in the extraordinary direction as the pump beam.

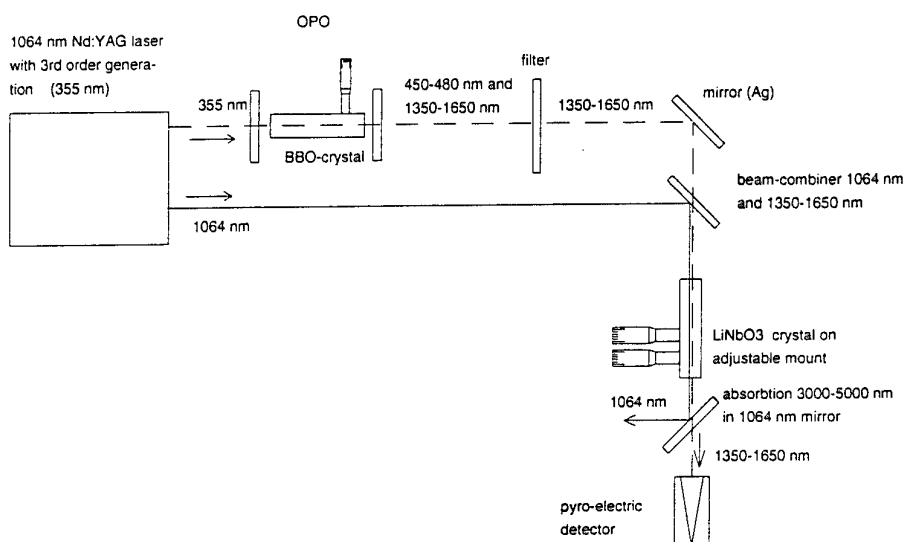


Figure 3.1: Generation of tunable 3 to 5  $\mu\text{m}$  radiation using an OPO and DFG.

The 355 nm beam that is fed into the OPO has the right polarization. In the Spectra Physics laser the 1.064  $\mu\text{m}$  is upconverted to the third harmonic, i.e. 355 nm. Some loss is involved in this conversion process. However, the advantage is the higher conversion due to the better efficiency of the OPO at shorter wavelengths. The OPO generates a tunable idler wavelength around 1.4  $\mu\text{m}$  which is combined with 1.064  $\mu\text{m}$  in LiNbO<sub>3</sub> to generate mid-infrared radiation. A complication is the short pulse length of the idler beam of 5 ns which has to arrive at the same time at the LiNbO<sub>3</sub> as the pump pulse of 8 ns. This was achieved by a complicated routing using mirrors.

### 3.3 Results

For the DFG, a different LiNbO<sub>3</sub> crystal was used than in the generation of 4.04  $\mu\text{m}$ . The reason for this change was the damage of the original CASIX crystal. The new crystal is longer, 50 mm instead of 30 mm, and has a higher damage threshold, 250 MW/cm<sup>2</sup> instead of 100 MW/cm<sup>2</sup>. Furthermore, the new crystal has an anti-reflection coating for 1.064 and 1.444  $\mu\text{m}$ . Due to the longer length and the AR coating the conversion can start at lower energies of the 1.064 and 1.444  $\mu\text{m}$ .

This is also required since in the new setup we have lower energies for both wavelengths.

The pulse energy of the 1.064  $\mu\text{m}$  pump beam was 130 mJ. Since this beam had an elliptical polarization, the effective energy for the DFG was even lower. To partially compensate for this low energy, the beam diameter was reduced to 5 mm using a lens with a long focal length. With the use of a rotating quarter-wave plate the polarization of the 1.064  $\mu\text{m}$  was optimized. However, the beam was not converted to the optimal linear polarization since the optical components were not available.

The energy of the mid-infrared laser pulse (3 to 5  $\mu\text{m}$ ) was obtained from the increase in the pulse energy of the near-infrared beam (1.3 to 1.6  $\mu\text{m}$ ). This measurement technique is identical to the one used in the 4.04  $\mu\text{m}$  generation. At each idler wavelength (the near infrared) the angle of the  $\text{LiNbO}_3$  crystal was optimized to obtain the maximal pulse energy in the mid infrared. Absorption in the  $\text{LiNbO}_3$  crystal will not be negligible at the longer wavelengths, i.e. longer than 4.5  $\mu\text{m}$ .

Table 3.1 shows the results of the experiments. The near-infrared pulse energy was between 0.34 and 1 mJ, which is much lower than the 1.444  $\mu\text{m}$  pulse energy during the 4.04  $\mu\text{m}$  generation of the previous chapter. In contrast with the 4.04  $\mu\text{m}$  generation there is a strong relation between seed power and mid-IR power. This relation of NIR and MIR power is clearly visible in the decreasing power at longer mid-IR wavelengths. We had a maximum 1.444  $\mu\text{m}$  pulse energy of 39 mJ in the DFG experiments of the previous chapter. However, the much shorter pulse length has to be taken into account, which is a factor 30 shorter given the pulse length of 5 ns with respect to the 150 ns of the 1.444  $\mu\text{m}$  pulse. The 39 mJ divided by 30 gives 1.3 mJ, thus the peak power of the near-infrared pulse is of the same order of magnitude. Therefore, the low conversion to 3 to 5  $\mu\text{m}$  radiation, compared with the 4.04  $\mu\text{m}$  generation, is not due to the low seed power.

Table 3.1: Generation of tunable 3 to 5  $\mu\text{m}$  radiation.

NIR wavelength ( $\mu\text{m}$ )	NIR pulse energy (mJ)	MIR wavelength ( $\mu\text{m}$ )	MIR pulse energy (mJ)
1.594	0.96	3.2	1.50
1.510	1.03	3.6	0.95
1.450	0.74	4.0	0.71
1.403	0.45	4.4	0.46
1.367	0.34	4.8	0.32

The low conversion efficiency is due to the low pulse energy of the 1.064  $\mu\text{m}$  pump. In the 4.04  $\mu\text{m}$  generation experiments it was found that the minimum pulse energy, for a good conversion efficiency, was 250 mJ. However, these experiments used a pump energy of 130 mJ that did not have the optimal polarization. Using a linear polarizer to analyse the pump beam, it was found that the effective pump

energy was only 80 mJ. The mid-IR pulse energies agree with the results of the 4.04  $\mu\text{m}$  generation at the low pump power of 80 mJ as shown previously in Figure 2.2. Thus, the experiments were performed with pump energies close to threshold. At threshold the conversion depends strongly on the seed energy as is found in these results. For high pump energies, the seed energy does not have a strong influence on the conversion efficiency as was shown in the 4.04  $\mu\text{m}$  experiments, which showed an almost identical conversion for the seed energies of 19 mJ and 39 mJ.

### 3.4 Conclusions

The experiments show that tunable mid-infrared radiation was obtained in a two step process using an OPO and DFG. The pulse energy of the mid-infrared radiation was around 1 mJ. This energy is below the damage threshold for a seeker at a range of 1 km. Dazzling is still feasible with these energies. The pulse energy can be increased when the setup is optimized. This optimization will involve the modification of the polarization of the 1.064  $\mu\text{m}$  pump in the DFG process.



## 4. Jamming of sensors

The previous two chapters have dealt with the generation of high power laser pulses in the 3 to 5  $\mu\text{m}$  wavelength band. This chapter deals with the jamming potential of these sources. The jamming method versus seeker type will be examined using the information of ref. 5. In addition, a comparison with radar jamming will be made. Finally, experimental results on the damage thresholds of detectors will be presented. Since an infrared detector was not available for destructive testing, destructive experiments were performed on silicon photodiodes in the near-infrared and visible range. It was found that the damage threshold agrees with the theoretical threshold used in chapter 1.

### 4.1 Jamming methods and seeker types

The jamming method versus the seeker type is shown in Table 4.1:

Table 4.1: *Jamming methods and seeker types.*

	deception	dazzle	damage
reticle seeker	modulated source	saturation	high power
rosette seeker	stray light	saturation	high power at right time
imager seeker	none	stray light, blooming	high power during long time

The lasers that were developed in the project are suitable for various jamming methods against different seeker types. It must be taken into account that the developed lasers have a relatively low repetition-rate (pulse frequency) of about 1 Hz. This repetition-rate is based on our standard Spectra-Physics laser, which was used for the conversion to mid-IR wavelengths. However, it must be taken into account that the used conversion techniques, i.e. OPO and DFG, are not limited to low rep-rate.

At the moment, the OPO and DFG techniques are limited to pulse lasers, but it is possible that in the near future continuous lasers using OPO and DFG become available. The problem with continuous lasers (and very high rep-rate lasers, i.e. quasi-continuous) is the low intensity of the pump laser. With a pulse laser the required high intensity is reached during a short time. The low power of continuous lasers will be compensated by clever resonators and new materials like PPLN (periodically poled  $\text{LiNbO}_3$ ).

#### Deception

For the reticle seeker, deception is achieved by using a modulated IR-source. Since the reticle seeker obtains the target position from a modulated signal, a wrong position is obtained when an IR-source with the right modulation is used. The laser sources which were developed are not very suitable for this modulation method since they are pulse lasers. A high rep-rate pulse laser can be modulated but this

would require a high laser power since the pulse energy has to be relatively high for the OPO and the DFG technique.

The rosette seeker is more difficult to deceive since it scans the field of view and the target position is obtained from the line-of-sight. It is therefore also called a pseudo-imaging seeker. However, it is possible to deceive the seeker if the jamming source has such a higher power that the stray light of the laser in the seeker exceeds the target power. In this case the seeker concludes the wrong line-of-sight and thus the wrong target position. However, this method requires information about the type of seeker and the position of the scan mirror. In any case the required rep-rate is too high for our laser sources.

An imaging seeker can not be deceived by a clever modulation. Perhaps it is possible to illuminate an object with the laser to direct the seeker to the illuminated object.

### **Dazzle**

Dazzling or temporarily blinding of the seeker is possible for all seeker types. The reticle and the rosette seeker have one detector which causes dazzling if the detector or the amplifier is (temporarily) saturated by a high power pulse. This saturation is harder to achieve for the rosette scanner since it only looks at the target during short intervals. In principle the developed laser sources are well suited for dazzling these seekers. A high rep-rate laser would be more effective against the rosette seeker.

The dazzling of an imaging seeker depends on another mechanism since this seeker has many detectors. The detector on which the target is imaged receives the highest power and will saturate. The surrounding detectors can also be saturated due to stray light or blooming. If the surrounding detectors are saturated, the exact position of the target cannot be obtained. The developed laser sources are well suited for this type of dazzling.

### **Destruction**

With destruction is meant the permanent blinding of the detector(s) in the seeker. Detector destruction can be achieved in all seeker types. Since high powers are required, a pulse laser is the best laser type for this method. The developed laser sources are capable of permanently damaging detectors. For the reticle seeker it is relatively easy since the single detector stares at the target (and the laser) for a large fraction of the time. However, the laser beam is focused on the reticle before the beam strikes the detector. It may be that the reticle protects the detector. Rosette seeker are harder to destroy since they stare at the laser for a small fraction of the time. The laser pulse will have to arrive at the right time. With an imaging seeker the destruction will depend on the detector matrix and the read-out electronics. It is possible that a single pulse will destroy the detector matrix or read-out electronics. A hardened seeker will require many pulses to damage multiple detectors and therefore high power is needed during a relatively long time.

Countermeasures can be used to protect the seeker. These measures are mostly based on an intermediate focus and a self-restoring medium at that focus. This method will often prevent destruction but dazzling cannot be avoided.

## 4.2 Comparison with radar jamming

An important distinction between jamming of a radar and jamming of an IR-seeker is the fact that the IR-seeker is a completely passive system. Therefore, we have no easily accessible information about the type of seeker and jamming becomes harder. Due to this fundamental difference not all concepts in conventional jamming can be transferred to laser jamming. Therefore, only those concepts that seem useful in laser jamming are dealt with.

### Self-protection versus stand-off jamming

Stand-off laser jamming has the advantage that a single laser jamming system on a platform can protect neighbouring platforms. However, the usefulness of this concept is limited due to the restricted field of view of the seeker, which means that the jammer must be in line with the target and the seeker. Stray-light effects when not in the seeker's field of view might cause some dazzling but in general a good optical design can reduce stray light outside the field of view extremely well. Thus, stand-off laser jamming seems not a promising method.

### Deceptive jamming

Conventional jamming uses range gate pull-off/pull-in and inverse gain jamming to disturb the acquisition of the position of the target. These techniques can be modified for the jamming of the IR-seeker. However, we are confronted with the difficulty of a passive seeker. For instance, range gate pull-off is based on the received radar pulse. Further, inverse gain jamming is based on the time profile of the received radar power. Therefore, deceptive jamming of an IR-seeker will require information about the seeker. This information could be obtained from the retro-reflection of the seeker using a laser beam as a probe light.

### Cover jamming

This conventional technique reduces the SNR by transmission of high-power signals. Due to the low SNR, the position of the target can not be acquired. This technique is similar to dazzling in laser jamming.

### Home-on-jam

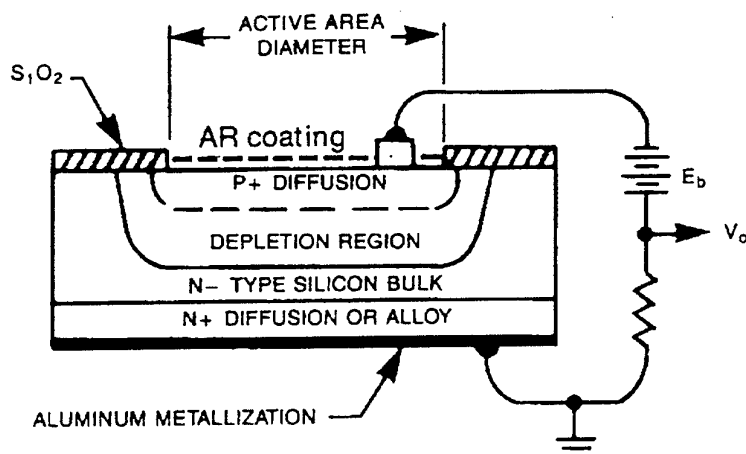
In principle the IR-seeker could use the signal of the laser jammer, which is located on the target, as a beacon to direct the missile to the target. This threat is most serious for the deception jammers that use a modulated source with an IR-power comparable to the target signature. Since the jamming signal is uninterrupted and of moderate power, it can be used to lock on.

For dazzling and destruction jammers, home-on-jam is much harder. Since high power pulses are used with relatively low repetition rate, it is difficult to estimate the position of the source with scanning seekers. Imaging seekers could locate the position of the laser-jamming source but are hindered by the much higher power of the source in comparison with the target signature. Home-on-jam systems will probably require a separate imaging seeker to deal with the high power source that emits a power level many orders of magnitude higher than the target. However, such a system is defeated by a single pulse jammer that destroys the normal target seeker and gives no subsequent signal for the home-on-jam seeker.

### 4.3 Damage thresholds silicon detectors

The detector or detector matrix (focal plane array) in an IR-seeker can be a photodiode, a photoconductor, or a bolometer. In principle these different detector technologies have different damage thresholds, where the term damage threshold stands for the pulse energy that is required to permanently damage the detector. However, the damage mechanism is generic, namely the heating of the surface of the detector. Therefore, it is expected that the damage thresholds will not differ much for the three detector types. Since most modern seekers use photodiodes, the damage thresholds of photodiodes was studied.

Because of the high price of IR-detectors normally used in missiles, and the availability of a high power Nd:YAG laser working at  $1.06 \mu\text{m}$ , experiments have been done with silicon detectors to test the sensitivity of semiconductor detectors to high energy radiation. Figure 4.1 shows the lay-out of the silicon photodiode.



#### PLANAR DIFFUSED SILICON PHOTODIODE CONSTRUCTION

Figure 4.1: Lay-out of the silicon photodiode used in the damage-threshold experiments.

The damage threshold of the silicon photodiode is found to be about  $1 \text{ J/cm}^2$  at the detector surface. This experimental result is in excellent agreement with the

estimation of chapter 1 that was based on a previous report on surface damage of detector materials [2]. This means that the minimum power required for a laser-jamming system as presented in chapter 1 is confirmed.

### Experimental set-up

In Figure 4.2 the set-up of the experiment is shown. A Nd:YAG laser is directed to a silicon detector with a diameter of 2.5 mm, behind a 2 mm diaphragm. A set of optical attenuators (ND filters and colour glass filters) is used to adjust the beam intensity. The intensity can be increased until the detector shows signs of damage as a result of the high intensity radiation. A long focal length lens ( $f=500$  mm) could also be placed before the detector for damage threshold measurements with a focused beam. In this way a higher intensity at the detector is obtained.

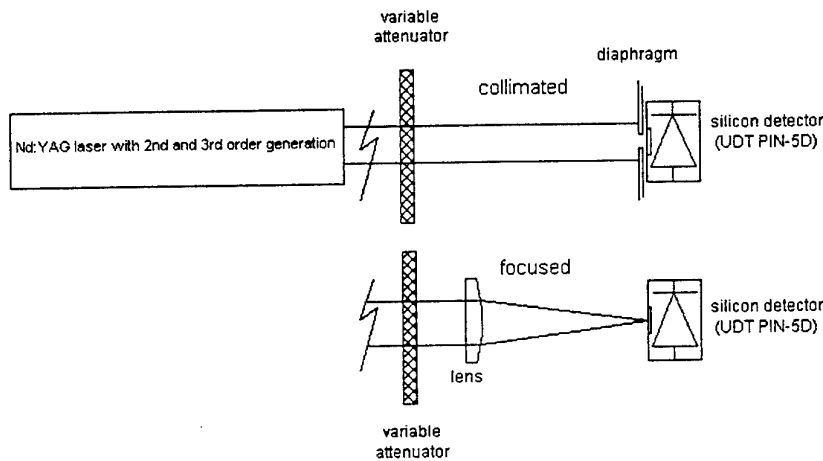


Figure 4.2: Experimental set-up.

For the laser damage threshold measurements, the same Spectra Physics laser was used as in the DFG and OPO experiments. The laser normally operates at 1064 nm, but with non-linear crystals the laser can also operate at 532 and 355 nm (2<sup>nd</sup> and 3<sup>rd</sup> order generation). Damage thresholds were measured at these three wavelengths. At 1.064  $\mu\text{m}$  the laser delivers about 800 mJ in 140  $\mu\text{s}$  (long pulse) or 9 ns (Q-switched). The output at 532 nm is about 450 mJ and at 355 nm about 200 mJ in Q-switched mode. The pulse length is about 7 ns at 532 nm and 5 ns at 355 nm. The rep-rate of the laser is 1 Hz. At the diaphragm the beam diameter is about 10 mm, so the laser intensity profile can be regarded as close to a top-hat profile behind the 2 mm diaphragm. In the set-up with a focused beam, the diameter of the beam at the detector was measured using the knife-edge method.

To determine the damage threshold of the silicon detectors, two laser pulses were fired at the detector after which the dark current was measured. If there was no change in the dark current the intensity of the laser pulse was increased with about 25 to 30% and another measurement was done. This was repeated until an increase in dark current indicated that the detector was damaged. Since a photodiode is

used in reverse bias, an increase in dark current means that the detector no longer functions adequately.

## Results

The experimental damage thresholds are listed in Table 4.2

Table 4.2: *Damage-threshold level silicon detectors.*

wavelength (nm)	pulselength (ns)	beam diameter (mm)	damage level (J/cm <sup>2</sup> )	energy at detector (mJ)
1064	140 000	2	>4	>125
1064	9	2	0.6-0.8	19-25
532	7	2	0.4-0.5	12-16
355	5	2	0.3-0.4	9-12
1064	9	0.36	0.8-1.2	0.8-1.2
355	5	0.19	1.5-2.0	0.4-0.6

) No damage occurred.

The first line shows the result for the long pulse of 140  $\mu$ s at 1064 nm. For the long pulse, no damage to the detector occurred. A power level that is about an order of magnitude higher than the short pulse damage threshold is not enough to damage the detector. This result is hard to understand since the damage mechanism is thermal heating and the 140  $\mu$ s is short compared to the thermal relaxation. Thus, there should be no difference in the 1064 nm short and long pulse. Unfortunately, these long pulse measurements could not be performed at other wavelengths because when the laser is working in long pulse mode the pulse intensity is not high enough for 2<sup>nd</sup> and 3<sup>rd</sup> order generation (532 and 355 nm).

At shorter pulse lengths (Q-switched) the detectors can be damaged at all 3 wavelengths. In fact the damage thresholds are almost independent of the wavelength when examining the collimated beam results (above dotted line). At shorter wavelengths slightly less energy was needed to damage the detector, which could be due to the shorter pulse lengths at 355 and 532 nm. This wavelength independence is a surprising result since the absorption at these wavelengths differ greatly. The much higher absorption of 355 nm compared to 1064 nm should result in a lower damage threshold since the pulse energy is absorbed in a thin layer at the surface. An explanation for this result could be free carrier absorption which causes a much higher absorption for short pulses. In free carrier absorption the initial absorption generates free carriers (holes and electrons) in the semi-conductor, which contribute to the absorption, thus increasing the absorption [6]. In the long-pulse situation the pulse duration is too long giving the free carriers (holes and electron) time to recombine thus reducing their number and absorption. Therefore, free carrier absorption can also explain the high damage threshold at 1064 nm long pulse since the intrinsic absorption at 1064 nm is quite low meaning that the absorbed energy is low and also distributed over the entire thickness of the silicon chip.

When the laser was focused the damage threshold was slightly higher. This result is probably not significant. At 355 nm the effect is largest, here the threshold is about 5 times higher than with the unfocused beam. However, the beam width is quite small which means a large margin of error given the knife-edge method.

### **Conclusion**

The jamming potential of the developed laser sources has been discussed. The 1.444  $\mu\text{m}$  source can be used for damaging, while the tunable source can be used for dazzling in view of its lower power. However, optimization can result in higher powers.

The damage threshold of silicon photodiodes has been found to be about  $1 \text{ J/cm}^2$  at the detector surface. This result is in excellent agreement with the estimation of chapter 1 that was based on a previous report on surface damage of detector materials [2]. This means that the minimum power required for a laser-jamming system as presented in chapter 1 has been confirmed.





## 5. Literature

- [1] Journal of Electronic Defense, December 1994, p. 40.
- [2] Lerou R.J.L. "Haalbaarheid van lasertegenmaatregelen tegen elektro-optische sensoren", TNO-PHL report PHL 1984-46, July 1984 (in Dutch).
- [3] Jong A.N. de "Detectie en storen van passieve sensoren", TNO-FEL report FEL 89-B231, August 1989 (in Dutch).
- [4] Wickes J. "Electro-optical systems in platform self-protection", J. of Defense Science, Vol. 1., No. 1, 1996.
- [5] Schleijsen H.M.A. "Jamming of Infrared guided SAMs", TNO-FEL report FEL 96-A225, November 1996 (Confidential).
- [6] Heuvel, J.C. van den. "Eye-safe lasers with high power", TNO-FEL report FEL 95-A137, September 1995.
- [7] Handbook of Nonlinear optical crystals, V.G. Dmitriev et al., Springer Series in Optical Sciences, volume 64.
- [8] S.K. Wong, R. Oliver, K.L. Schepler and D.L. Fenimore, Optics Letters Vol 19, No 18, 1994, p 1433-1435.



## 6. Signature



J.L. Joppe  
Group leader



J.C. van den Heuvel  
Author

---



ONGERUBRICEERD  
**REPORT DOCUMENTATION PAGE**  
(MOD-NL)

<b>1. DEFENCE REPORT NO (MOD-NL)</b> TD98-0151	<b>2. RECIPIENT'S ACCESSION NO</b>	<b>3. PERFORMING ORGANIZATION REPORT NO</b> FEL-97-A382
---	------------------------------------	--

<b>4. PROJECT/TASK/WORK UNIT NO</b> 24759	<b>5. CONTRACT NO</b> A95D714	<b>6. REPORT DATE</b> April 1998
--	----------------------------------	-------------------------------------

<b>7. NUMBER OF PAGES</b> 36 (excl RDP & distribution list)	<b>8. NUMBER OF REFERENCES</b> 8	<b>9. TYPE OF REPORT AND DATES COVERED</b> Final
--	-------------------------------------	---

**10. TITLE AND SUBTITLE**  
Laser Jamming in the 3 to 5  $\mu\text{m}$  wavelength band

**11. AUTHOR(S)**  
J.C. van den Heuvel  
F.J.M. van Putten

**12. PERFORMING ORGANIZATION NAME(S) AND ADDRESS(ES)**  
TNO Physics and Electronics Laboratory, PO Box 96864, 2509 JG The Hague, The Netherlands  
Oude Waalsdorperweg 63, The Hague, The Netherlands

**13. SPONSORING AGENCY NAME(S) AND ADDRESS(ES)**  
DGM/DWOO  
PO Box 20701, 2500 ES The Hague, The Netherlands

**14. SUPPLEMENTARY NOTES**  
The classification designation Ongerubriceerd is equivalent to Unclassified, Stg. Confidencieel is equivalent to Confidential and Stg. Geheim is equivalent to Secret.

**15. ABSTRACT (MAXIMUM 200 WORDS (1044 BYTE))**  
The generation of 3 to 5  $\mu\text{m}$  laser radiation and the required powers to jam IR-seekers were investigated in relation to a laser-jamming system. Sufficient powers were reached with two generation methods. The first method used difference frequency generation (DFG) to obtain 4.04  $\mu\text{m}$  radiation using the mixing in  $\text{LiNbO}_3$  of 1.064  $\mu\text{m}$  and 1.444  $\mu\text{m}$  radiation, which were obtained from two Nd:YAG lasers. The second method used an OPO of BBO to generate tunable radiation around 1.4  $\mu\text{m}$  that was used in the DFG setup to generate tunable 3 to 5  $\mu\text{m}$  radiation. Measurements of the damage threshold of photodiodes confirmed the theoretical considerations that state that the order of magnitude of the damage threshold is 1  $\text{J}/\text{cm}^2$ .

<b>16. DESCRIPTORS</b> Solid state laser Infrared guidance Infrared jamming Infrared countermeasures	<b>IDENTIFIERS</b> Wavelength conversion
--	---

<b>17a. SECURITY CLASSIFICATION (OF REPORT)</b> Ongerubriceerd	<b>17b. SECURITY CLASSIFICATION (OF PAGE)</b> Ongerubriceerd	<b>17c. SECURITY CLASSIFICATION (OF ABSTRACT)</b> Ongerubriceerd
---	---	---

<b>18. DISTRIBUTION AVAILABILITY STATEMENT</b> Unlimited Distribution	<b>17d. SECURITY CLASSIFICATION (OF TITLES)</b> Ongerubriceerd
--	---

## Distributielijst

1. DWOO
2. HWO-KM\*
3. HWO-KL\*
4. HWO-KLu\*
- 5 t/m 7. HWO-CO
8. DGM/DWOO, t.a.v. S.J.J. de Bruin
9. DM&P TNO-DO
10. Directeur TNO-PML\*
11. Directeur TNO-TM\*
12. Accountcoördinator CO\*
- 13 t/m 15. Bibliotheek KMA
16. DOPKLu/AJO/SEOV, t.a.v. Lkol. A.G. de Ridder
17. DMKM/WCS/EMDC, t.a.v. Ing. H. Quik
18. DMKL/MAN, t.a.v. Ing. A.A.M. Aarssen
19. DMKL/INFO/IVS, t.a.v. Ing H. van Rossum
20. DOPKLu/AJO/SEOV, t.a.v. Kap. Ing. D.M. Kodde
21. Directeur TNO-FEL
22. Adjunct-directeur TNO-FEL, daarna reserve
23. Archief TNO-FEL, in bruikleen aan MPC\*
24. Archief TNO-FEL, in bruikleen aan Accountmanager CO\*
25. Archief TNO-FEL, in bruikleen aan Ir. R.F.W.M. Willems\*
26. Archief TNO-FEL, in bruikleen aan Drs. J.L. Joppe
27. Archief TNO-FEL, in bruikleen aan Dr.ir. H.M.A. Schleijsen
28. Archief TNO-FEL, in bruikleen aan Dr. J.C. van den Heuvel
29. Archief TNO-FEL, in bruikleen aan Ing. F.J.M. van Putten
30. Archief TNO-FEL, in bruikleen aan Drs. R.J.L. Lerou
31. Archief TNO-FEL, in bruikleen aan Dr. F.P. Neele
32. Archief TNO-FEL, in bruikleen aan Dr. H.H.P.Th. Bekman
33. Archief TNO-FEL, in bruikleen aan Dr. P.B.W. Schwering
34. Archief TNO-FEL, in bruikleen aan Ir. K.D. Liem
35. Documentatie TNO-FEL
36. Reserve

Indien binnen de krijgsmacht extra exemplaren van dit rapport worden gewenst door personen of instanties die niet op de verzendlijst voorkomen, dan dienen deze aangevraagd te worden bij het betreffende Hoofd Wetenschappelijk Onderzoek of, indien het een K-opdracht betreft, bij de Directeur Wetenschappelijk Onderzoek en Ontwikkeling.

\* Beperkt rapport (titelblad, managementuittreksel, RDP en distributielijst).