

Christer Wigren, K. Ove S. Gustafsson

Implementering av laserstörmodell



TOTALFÖRSVARETS FORSKNINGSSINSTITUT

Avdelningarna för Ledningssystemteknik samt Sensorteknik

FOI-R--0249--SE

november, 2001

ISSN 1650-1942

Metodrapport

Christer Wigren, K. Ove S. Gustafsson

Implementering av laserstörmödel

Utgivare Totalförsvarets Forskningsinstitut - FOI Avdelningarna för Sensorteknik samt Ledningssystemteknik Box 1165 S-581 11 Linköping Sverige	Rapportnummer, ISRN FOI-R--0249--SE	Klassificering Metodrapport
	Forskningsområde 6. Telekrig	
	Månad, år november, 2001	Projektnummer E7015, E3020
	Verksamhetsgren 5. Uppdragsfinansierad verksamhet	
	Delområde 61 Telekrigföring med EM-vapen och skydd	
	Författare/redaktör Christer Wigren K. Ove S. Gustafsson	
Projektledare Ove Steinvall och Peter Klum		
Godkänd av		
Tekniskt och/eller vetenskapligt ansvarig		
Rapportens titel Implementering av laserstörmödel		
Sammanfattning (högst 200 ord) Som ett första steg i utvecklingen av en laserstörmödel för robotduellsimuleringar har en laserstörmödel implementerats i simuleringsmiljön OPTSIM. Modulen som beräknar hur laserstörmödel ser ut i en ideal stirrande elektrooptisk sensor är en del av atmosfärs- och bakgrundsmodellen MAIS. Laserstörmödel tar hänsyn till sensorsystemet samt atmosfärens transmission och turbulens.		
Nyckelord OPTSIM, laser, antisensorlaser, modell, electrooptik		
Övriga bibliografiska uppgifter	Språk Svenska	
ISSN 1650-1942	Antal sidor: 21 s.	
Distribution enligt missiv	Pris: Enligt prislista Sekretess	

Issuing organization FOI – Swedish Defence Research Agency Division of Sensor Technology and Division of Command and Control Warfare Technology P.O. Box 1165 SE-581 11 Linköping Sweden	Report number, ISRN FOI-R--0249--SE	Report type Methodology report
	Research area code 6. Electronic Warfare	
	Month year November, 2001	Project no. E3020, E7015
	Customers code 5. Contracted Research	
	Sub area code 61 Electronic Warfare, EM Weapons and Protection	
	Author/s (editor/s) Christer Wigren K. Ove S. Gustafsson	
		Project manager Ove Steinvall and Peter Klum
		Approved by
		Scientifically and technically responsible
Report title (In translation) An implementation of a laser jammer model		
Abstract (not more than 200 words) Incorporating a model of a laser jammer system into the simulation environment OPTSIM is the first step in the development of a laser jammer module in missile simulations. The Laser jammer model, which calculates the disturbance of an ideal staring electro-optical sensor, is implemented in the atmospheric- and background model MAIS. The jammer model considers the sensorsystem, the atmospheric transmission and the atmospheric turbulence.		
Keywords OPTSIM, laser, laser jammer, model, electro-optics		
Further bibliographic information	Language Swedish	
ISSN 1650-1942	Pages 21 p.	
		Price acc. to pricelist Security classification

Innehåll

1	INLEDNING	6
2	IMPLEMENTERING AV MODELL	7
2.1	ALLMÄNT OM LASERSTÖRMODELL I OPTSIM	7
2.2	GEOMETRI	8
2.3	UTPEKNING	12
2.4	LASERSTRÅLENS UTBREDNING	12
2.5	INSAMLING AV LASERLJUSET	14
2.6	BILDGENERERING	17
3	SAMMANFATTNING OCH FÖRSLAG TILL FORTSATT ARBETE	20
4	REFERENSER	21

1 Inledning

Robotar med målföljare som arbetar inom det infraröda- (IR) våglängdsområdet finns som hot mot de flesta militära plattformar oavsett om de opererar på land, i luften eller på vattnet [1,2,3,4]. Teknikutvecklingen för målföljarna i dessa robotar går mot allt komplexare lösningar med bildalstrande teknik som därför blir svårare att störa med traditionella motmedel i form av t.ex. facklor [3]. Även icke bildalstrande målföljare kan innehålla avancerad signalbehandling som begränsar facklors skyddande effekt. Döljande multispektral rök kan vara ett alternativ till facklor [5]. Denna typ av motmedel är verkningsfulla även mot bildalstrande målföljare men vissa militära plattformar har små möjligheter att utnyttja rök som motmedel eller har begränsat med utrymme ombord och mängden motmedel i form av facklor eller rök som kan medföras under ett uppdrag kan därför också blir begränsat.

Under senare år har det vuxit fram ett alternativ till den typen av IR-motmedel som förbrukas vid användning. Dessa använder en stark strålningskälla t.ex. i form av en bågampa eller laser för att vilseleda, blända eller förstöra målsökaren i t.ex. en annalkande IR-robot. Denna typ av motmedel brukar benämnas riktade IR-störsystem eller DIRCM. Ett exempel på ett känt systemet är NEMESIS från Northrop Grumman [6]. Detta system var ursprungligen utvecklad med en bågampa som störkälla. På senare tid har Northrop Grumman anpassat en laser för att ersätta den mera bredbandiga lampan.

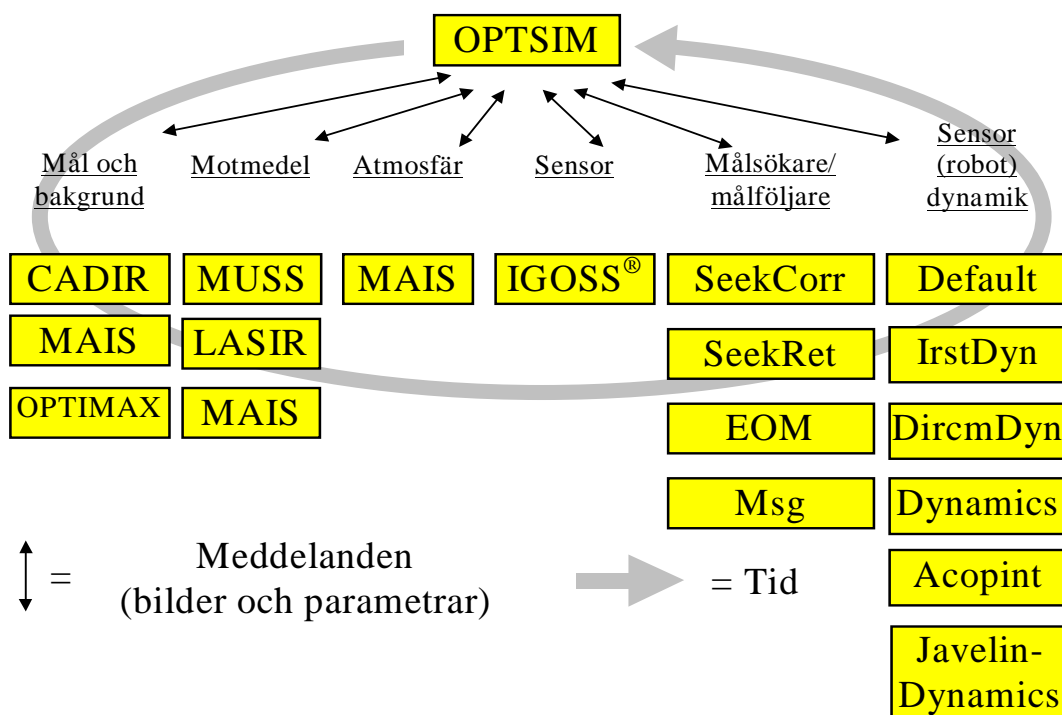
Riktade IR-störsystem har några nackdelar men också många fördelar. De svårigheter som finns är att exempelvis vädret påverkar systemets effektivitet (men hotens funktion påverkas också av vädret), siktlinjeberoende (men många vapensystem som störsystemet verkar mot bygger också på att det finns en ostörd siktlinje) och det kan vara svårt att få verkansbekräftelse. Dessa nackdelar skall dock vägas mot fördelarna, t.ex. att verkan når målet mycket snabbt (ljusets hastighet), osynligt engagemang (beror på val av våglängd), snabb om- eller inriktning (byte av mål), kan klara snabbt manövrerande mål och det är en låg kostnad per engagemang. Dessa fördelar gör att det för närvarande finns ett stort intresse för denna typ av motmedel [7] och precis som när det gäller andra typer av motmedel är det viktigt att bygga upp kunskap om användningsområden inklusive begränsningar. Ett naturligt steg i denna process är att bygga upp simuleringsverktyg som kan användas t.ex. i duellsimuleringar där laserstörare ingår som en delkomponent. En laserstörmodell har därför tagits fram som ett inledande steg i en sådan uppbyggnad.

Arbetet som presenteras här utgår från en redan existerande simuleringsmiljö OPTSIM för elektrooptiska duellsimuleringar [8]. Till de redan existerande simuleringsprogrammen har en laserstörmodul utvecklats som beskriver ett antisensorlasersystem, där laser och laserstråltransporten från sändare till mål beskrivs. Laserstörmodulen som är framtagna beskriver vilken insamlad effekt som en utsänd laserstråle resulterar i när den kommer fram till mottagaren och hur laserfläcken skulle avbildas i ett idealt sensorsystem. En fullständig modell av en laserstörare bör även modellera den slutliga störeffekten i sensorsystemet. En laserstörning kan t.ex. resultera i att ett bildalstrande system överstyrs och att effekt spiller över från ett detektorelement till ett annat. Störning kan även ske mot t.ex. retikelmålsökare genom att laserintensiteten moduleras för att därmed vilseleda roboten om målets position. Dessa senare delar är dock ännu inte implementerade.

2 Implementering av modell

2.1 Allmänt om laserstörmmodell i OPTSIM

Simuleringar i OPTSIM [8] sker genom att koppla samman ett antal modeller. Gemensamt för alla modeller är att de genererar eller behandlar bilder inom det elektrooptiska våglängdsområdet. Då en duell mellan en robot och en motmedelsskyddad plattform studeras används modeller för att generera bilder av objekt, bakgrund och motmedel. Den skapade bilden kan sedan behandlas så att hänsyn tas till atmosfären och effekter i sensorsystemet. En målsökare eller målföljare använder sedan bilden för att söka eller följa efter mål. Målets position hämtad från bilden går slutligen till en robotdynamikmodell där styrning av roboten kontrolleras. Resultatet av ett tidssteg påverkar sedan hur bilder genereras i nästa tidssteg (figur 1).



Figur 1 Simuleringar i OPTSIM sker genom sammankoppling av fristående modeller och genom att via programmet OPTSIM skicka meddelanden i form av bilder och parametrar mellan modellerna.

Till simuleringsmiljön i OPTSIM har en laserstörm modul utvecklats som beskrivs i denna rapport. Laserstörmmodellen beskriver laserstrålens gång genom atmosfären samt hur laserstöraren påverkar ett idealt sensorsystem. Dessutom beskrivs effekter som beror på laserstörarens placering på den motmedelsskyddade plattformen samt hur lasern är riktad. För att på enklaste sätt beskriva placering i en 3D-miljö och inriktning av laserstrålen har en laserstörm modul integrerats i en existerande objekt/bakgrunds/atmosfärmodell (MAIS) [9]. Denna modell har sedan tidigare kapacitet att hantera atmosfärens transmission och den innehåller även en turbulensbeskrivning vilket har underlättat utvecklingen av laserstörmmodulen.

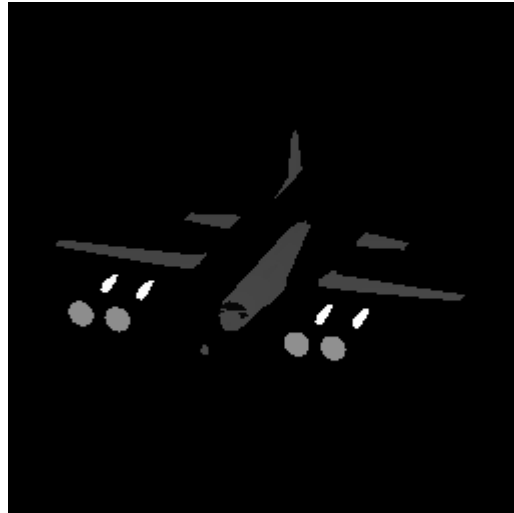
Olika delar av laserstörmodulens implementeringen är beskriven i olika avsnitt nedan med följande disposition:

- *Geometri* beskriver geometriska effekter som möjliggör koppling av laserstöraren till en viss position på ett objekt samt effekter av att laserstörningen skymms bakom delar av objekt (störplattformen eller andra objekt i bakgrunden).
- *Utpekning* beskriver hur laserstöraren riktas in mot robotet.
- *Laserstrålens utbredning* beskriver laserstrålens position, storlek och intensitetsfördelning som funktion av avstånd och turbulens.
- *Insamling av laserljuset* beskriver hur intensiteten i mottagaren varierar med bland annat avstånd.
- *Bildgenerering* beskriver hur laserstöraren kan uppfattas av en sensor.

I avsnitten nedan är en del ekvationer inramade. Detta skall inte tolkas som att det endast är dessa ekvationer som är betydelsefulla i kapitlet utan inramningarna har använts om ekvationen omges av en skog av andra ekvationer. De icke inramade ekvationerna kring den inramade ekvationen har i dessa fall använts vid härledningen av ekvationen eller för att definiera symboler i den inramade ekvationen.

2.2 Geometri

MAIS är en modell som kan innehålla geometriska beskrivningar i tre dimensioner av objekt och bakgrunder. Objekten (och bakgrunden) kan vara modulariserade. Ett exempel på detta visas i figur 2 där ett flygplan är modulariserat och modulerna består av flygplanskropp, nos, motorer, propellrar, vingar, stabilisatorer och roder. En av dessa moduler (eller en fristående modul som inte nödvändigtvis behöver innehålla en geometrisk beskrivning av en yta men som har en position) kan vara kopplad till en laserstörare. Genom att låta modulen som är kopplad till laserstöraren vara en undermodul till objektet (i detta fallet flygplanet) kommer laserstöraren hela tiden att följa objektet. Laserstöraren kan också vara kopplad direkt till objektet men fördelen med att koppla den till en fristående undermodul är att laserstöraren kan placeras i en godtycklig position i förhållande till objektets centrumposition (se figur 3).

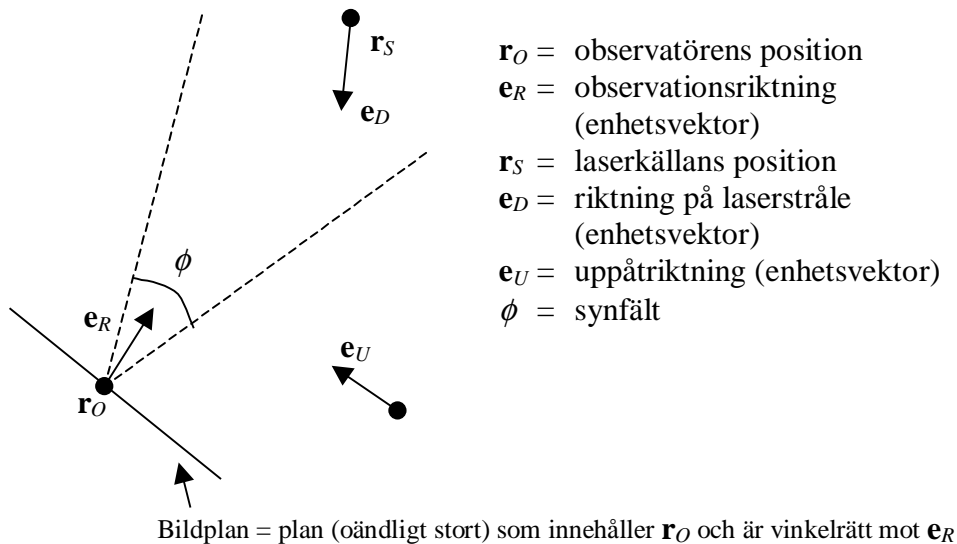


Figur 2 Illustration av hur ett objekt (i detta fallet ett flygplan av typen Herkules) kan vara modulariserat i MAIS.



Figur 3 Illustration av hur laserkällans position kan variera.

Den 3-dimensionella presentationen av objektet använder sig av OpenGL vilket innebär att t.ex. skymda ytor plockas bort automatiskt. När det gäller laserstöraren används dock inte OpenGL i någon större grad men det har ändå varit önskvärt att hantera effekten av att laserstöraren kan skymmas av delar av objektet eller av någon del i bakgrunden. För att kunna hantera ytor som skymmer laserkällan måste avståndet till laserkällan beräknas och dessutom måste positionen av det bildelement som innehåller laserkällan beräknas (den senare beräkningen behövs även när den inte är skymd för att placera effekten av laserstöraren i bilden). Det beräknade avståndet jämförs sedan med det avstånd som erhålles från OpenGL i det bildelement där lasern befinner sig. För att beräkna laserstörarens position i bilden och om laserstrålen träffar linsen i observatörens sensorsystem används beteckningarna i figur 4.



Figur 4 Definition av geometriska parametrar.

Avståndet mellan laserkällan och observatören, L , är lätt att beräkna eftersom koordinaterna för laserkällans och observatörens positioner är kända:

$$L = |\mathbf{r}_S - \mathbf{r}_O|$$

För att kunna jämföra detta avstånd med det avstånd som erhålles från OpenGL måste positionen hos bildelementet där lasern befinner sig beräknas (vektorer markeras med fet stil, \cdot mellan två vektorer innebär skalärprodukt och \times innebär vektorprodukt):

$$\mathbf{e}_P = \frac{\mathbf{r}_S - \mathbf{r}_O}{|\mathbf{r}_S - \mathbf{r}_O|} \quad \text{enhetsvektor som pekar från observatören till laserkällan}$$

$$\theta = \arccos(\mathbf{e}_P \cdot \mathbf{e}_R) \quad \text{vinkel mellan } \mathbf{e}_P \text{ och } \mathbf{e}_R$$

$$\mathbf{e}_X = \frac{\mathbf{e}_R \times \mathbf{e}_U}{|\mathbf{e}_R \times \mathbf{e}_U|} \quad \text{enhetsvektor till höger i bildplanet}$$

$$\mathbf{e}_Y = \frac{\mathbf{e}_R \times (\mathbf{e}_U \times \mathbf{e}_R)}{|\mathbf{e}_R \times (\mathbf{e}_U \times \mathbf{e}_R)|} \quad \text{enhetsvektor uppåt i bildplanet}$$

$$\mathbf{e}_Q = \frac{\mathbf{e}_R \times (\mathbf{e}_P \times \mathbf{e}_R)}{|\mathbf{e}_R \times (\mathbf{e}_P \times \mathbf{e}_R)|} \quad \text{normaliserad projektion av } \mathbf{e}_P \text{ på bildplanet}$$

$$\varphi \quad \text{vinkel mellan } \mathbf{e}_X \text{ och } \mathbf{e}_Q$$

$$\cos \varphi = \mathbf{e}_Q \cdot \mathbf{e}_X$$

$$\sin \varphi = \mathbf{e}_Q \cdot \mathbf{e}_Y \quad (>0 \text{ om } \mathbf{e}_Q \text{ ligger i det övre bildplanet})$$

$$N_X, N_Y \quad \text{antal bildelement som bilden innehåller i x- och y-led}$$

$$X = \frac{\theta \cos \varphi}{\phi_X} N_X$$

antal bildelement från centrum av bilden till laserkällans position i x-led

$$Y = \frac{\theta \sin \varphi}{\phi_Y} N_Y$$

antal bildelement från centrum av bilden till laserkällans position i y-led

Om den ovan beräknade positionen av laserkällan i bilden hamnar inom synfältet och det beräknade avståndet till laserkällan är mindre än det avstånd som erhålls från OpenGL finns det en möjlighet att se laserkällan under förutsättning att laserstrålen träffar linsen i observatörens sensorsystem. Var laserstrålen träffar observatörens bildplan beräknas enligt följande:

$$\mathbf{r}_L = \mathbf{r}_S + k\mathbf{e}_D \quad \text{ekvationen för centrumlinjen, ostörd laserstrålen} \quad (1)$$

$$\mathbf{e}_N = \frac{(\mathbf{e}_R \times \mathbf{e}_D) \times \mathbf{e}_R}{|\mathbf{e}_R \times \mathbf{e}_D|} \quad \text{enhetsvektor som pekar från observatören till skärningspunkten mellan laserstrålen och bildplanet}$$

$$\mathbf{r}_L = \mathbf{r}_O + m\mathbf{e}_N \quad \text{ekvation för linjen som går mellan observatörens position och skärningspunkten mellan laserstrålen och bildplanet} \quad (2)$$

Punkten där lasern skär bildplanet fås genom att kombinera ekvation ((1)) och ((2)):

$$\mathbf{r}_S + k\mathbf{e}_D = \mathbf{r}_O + m\mathbf{e}_N \quad (\text{tre ekvationer})$$

Detta ekvationssystem har två obekanta men består av tre ekvationer. De två ekvationer där \mathbf{e}_D -koordinaterna är störst väljs vilket ger:

$$m = \frac{(r_{O1} - r_{S1})r_{D2} - (r_{O2} - r_{S2})r_{D1}}{r_{N1}r_{D1} - r_{N2}r_{D2}} \quad (3)$$

Denna ekvation gäller under förutsättning att $|\mathbf{r}_R \times \mathbf{r}_D| \neq 0$ i annat fall om $\mathbf{r}_R \cdot \mathbf{r}_D < 0$ gäller:

$$k = |(\mathbf{r}_O - \mathbf{r}_S) \cdot \mathbf{r}_R| \quad (4)$$

$$|m| = |\mathbf{r}_O - (\mathbf{r}_S + k\mathbf{r}_D)| \quad (5)$$

Skärningspunkten fås i detta fallet genom att sätta in ekvation ((4)) i ekvation ((1)). Om $\mathbf{e}_R \cdot \mathbf{e}_D \geq 0$ kommer laserstrålen inte att skära bildplanet.

Värdet på $|m|$ enligt ekvation ((3)) eller ((5)) används för att räkna ut om laserstrålen träffar linsen i sensorsystemet. Givetvis måste en sådan beräkning ta hänsyn till laserstrålens lobbredd och hur intensiteten inom denna lob är fördelad (se avsnittet *Insamling av laserljuset*).

2.3 Utpekning

Som delvis framgår av ovanstående avsnitt är det av betydelse för vilken störverkan som åstadkommes hur väl laserstrålen kan riktas mot målet. I modellen som presenteras här kan inriktningen göras manuellt genom att skriva in koordinater som anger hur laserstrålen är riktad. På sikt kommer denna inriktning att automatiseras simuleringsmässigt genom en följealgoritm som följer t ex på retroreflexen. Innan detta har realiserats kan dock en automatisk inriktning ske genom att modellen känner koordinaterna för observatören och laserkällans position. Oavsett hur inriktningen sker finns det en möjlighet att i modellen lägga till ett riktningsfel som på ett slumpartat sätt ändras (utan korrelation) från bild till bild. Slumpfunktionen som styr detta beskrivs med en Gaussisk (normalfördelad) fördelningsfunktion med en varians som anges av användaren:

$$p(\Delta\alpha_{x,y}) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\Delta\alpha_{x,y}^2/2\sigma^2}$$

Eftersom laserstrålen utan pekfel kan vara riktad på ett godtyckligt sätt krävs en del beräkningar för att ta reda på laserstrålens riktning efter att pekfelet adderas. Detta sker genom att skapa en rotationsmatris för rotation kring x- och y-axeln i den ostörda laserstrålens koordinatsystem. Enlig referens [10] är rotationsmatrisen för rotation med en vinkel $\Delta\alpha$ kring en godtycklig axel, \mathbf{e}_C :

$$\mathbf{M} = \mathbf{e}_C \mathbf{e}_C^T + \cos(\Delta\alpha)(\mathbf{I} - \mathbf{e}_C \mathbf{e}_C^T) + \sin(\Delta\alpha)\mathbf{S}$$

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} 0 & -e_{Cz} & e_{Cy} \\ e_{Cz} & 0 & -e_{Cx} \\ -e_{Cy} & e_{Cx} & 0 \end{bmatrix}$$

x- (\mathbf{e}_V) och y-axeln (\mathbf{e}_H) i den ostörda laserstrålens koordinatsystem räknas ut på följande sätt:

$$\mathbf{e}_V = \frac{\mathbf{e}_D \times \mathbf{e}_U}{|\mathbf{e}_D \times \mathbf{e}_U|} \quad \text{Under förutsättning att } |\mathbf{e}_D \times \mathbf{e}_U| \neq 0. \text{ I annat fall kommer strålen inte att skära bildplanet.}$$

$$\mathbf{e}_H = \mathbf{e}_V \times \mathbf{e}_D$$

2.4 Laserstrålens utbredning

Laserstrålens storlek som funktion av avståndet till laserkällan beror på diffraktionseffekter, hur strålen är fokuserad, transmissionen genom atmosfären och turbulenseffekter. Detta avsnitt beskriver hur dessa effekter är implementerade i modellen. Till största delen är teorin och nomenklaturen hämtade från referens [11]. Utan turbulens kommer laserstrålens lobbredd att beskrivas av nedanstående ekvationer:

$$W = W_0 \sqrt{\Theta_0^2 + \Lambda_0^2} \quad \text{strålradien vid observatören}$$

$$\Theta_0 = 1 - \frac{L}{F_0} \quad \text{vågfrontens krökningsparameter vid sändaren}$$

$\Lambda_0 = \frac{2L}{kW_0}$	Fresnel talet vid sändaren
L	avstånd mellan observatör och laserkälla
F_0	fasfrontsradie ($<0 \rightarrow$ divergent, $>0 \rightarrow$ konvergent, $\infty \rightarrow$ kollimerad)
λ	våglängd
$k = \frac{2\pi}{\lambda}$	vågtalet
W_0	strålradien vid laserkällan

Med inverkan av turbulens kommer laserstrålen att breddas ytterligare. Om sensors integrationstid är lång i förhållande till turbulensens tidskonstant kan medelradien för strålen uttryckas som:

$$\boxed{W_e = W \sqrt{1 + 1.33 \sigma_1^2 \Lambda^{\frac{5}{6}}}} \quad \text{strålradien vid observatören} \quad (6)$$

$$\sigma_1^2 = 1.23 C_n^2 k^{\frac{7}{6}} L^{\frac{11}{6}} \quad \text{Rytovvariansen} \quad (7)$$

$$\Lambda = \frac{\Lambda_0}{\Theta_0^2 + \Lambda_0^2}$$

$$C_n^2 \quad \text{brytningsindex strukturkonstanten (turbulensstyrkan)}$$

Ekvation (7) och därmed också ekvation (6) gäller endast om C_n^2 är konstant för hela sträckan. Detta gäller dock inte om höjden för laserkällan och observatören skiljer mycket. För låga höjder antas ofta att strukturkonstanten varierar med $h^{-4/3}$:

$$C_n^2 = C_{n0}^2 h^{-\frac{4}{3}}$$

där h är höjden och C_{n0}^2 är strukturkonstanten vid höjden 1 meter. När höjderna för laserkällan och observatören varierar används istället ekvationer för satellitkommunikation:

$$\sigma_1^2 \rightarrow \frac{4.35}{1.33} \mu_{1,2} k^{\frac{7}{6}} (H - h_0)^{\frac{5}{6}} \sec^{\frac{11}{6}}(\zeta) \quad (8)$$

$$\sec(\zeta) = \frac{L}{H - h_0}$$

$$\mu_1 = \int_{h_0}^H C_n^2(h) \left(1 - \frac{h - h_0}{H - h_0} \right)^{\frac{5}{3}} dh$$

$$\mu_2 = \int_{h_0}^H C_n^2(h) \left(\frac{h-h_0}{H-h_0} \right)^{5/3} dh$$

I dessa ekvationer är H den högre höjden, h_0 den lägre höjden, μ_1 används när lasern befinner sig lägre än observatören och μ_2 används när observatören befinner sig lägre än lasern.

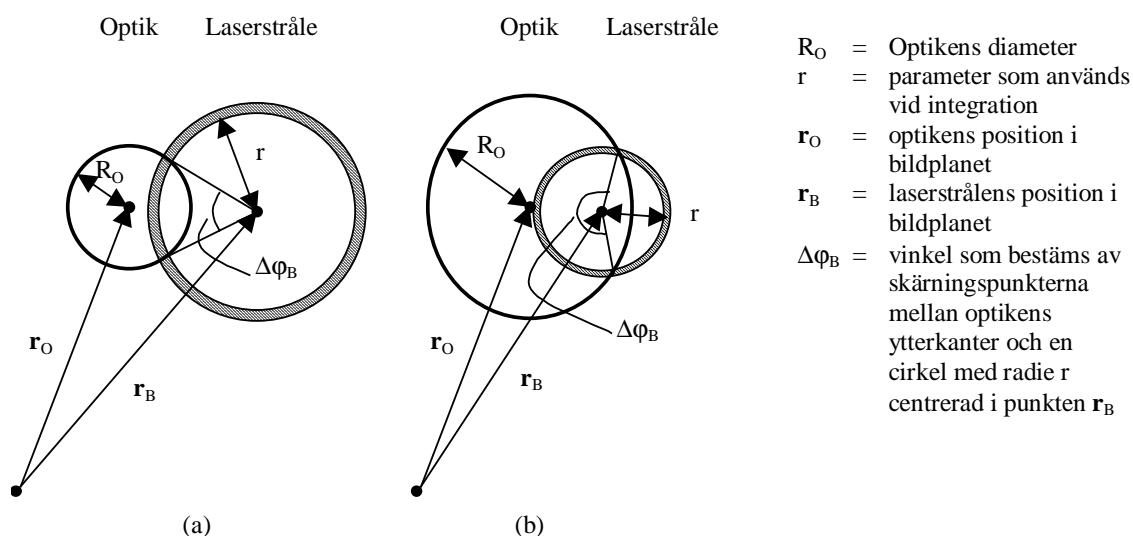
När observatörens sensorsystem har en kort integrationstid kommer den observerade momentana strålbreddningen att vara mindre än vad som anges i ekvation ((6)). I detta fallet beräknas strålbreddningen som beror av atmosfärens turbulens på ett lite annorlunda sätt:

$$W_{ST} = W \sqrt{1 + 1.33 \sigma_1^2 \Lambda^{5/6} - 1.04 \sigma_1^2 \Lambda \Lambda_0^{1/6}} \quad (9)$$

Även i detta fallet ersätts σ_1^2 med uttrycket i ekvation ((8)) om C_n^2 varierar längs strålvägen.

2.5 Insamling av laserljuset

När ljuset från laserstrålen kommit fram till observatören har strålens lobbredd förändrats enligt vad som angivits i det föregående avsnittet. Den del av ljuset som träffar linsen i observatörens sensorsystem kommer att samlas in och bidra till störeffekten. Detta avsnitt beskriver hur stor andel av det utsända ljuset som kan samlas in.



Figur 5 Definition av parametrar som används vid beräkningar av effektiv insamlad strålarean

Den insamlade strålarean av laserstrålen beräknas på olika sätt beroende på om centrum av laserstrålen hamnar innanför eller utanför kanten på den insamlande optiken. Med beteckningar enligt figur 5 gäller för den insamlade arean om centrum av laserstrålen ligger utanför kanten på optiken (a):

$$A_C = \int_{r_1}^{r_2} p(r) \Delta\phi_B r dr \quad (10)$$

där

$$\cos\left(\frac{\Delta\varphi_B}{2}\right) = \frac{|\mathbf{r}_O - \mathbf{r}_B|^2 + r^2 - R_O^2}{2r|\mathbf{r}_O - \mathbf{r}_B|}, 0 < \frac{\Delta\varphi_B}{2} < \pi$$

$$r_{1,2} = |\mathbf{r}_O - \mathbf{r}_B| \mp R_O$$

Det andra fallet med laserstrålens centrum innanför optiken ytterkanter (b) beräknas på följande sätt:

$$A_C = 2\pi \int_0^{r_1} p(r)r dr + \int_{r_1}^{r_2} p(r)\Delta\varphi_B r dr \quad (11)$$

där φ_B beräknas som tidigare och

$$r_{1,2} = R_O \mp |\mathbf{r}_O - \mathbf{r}_B|$$

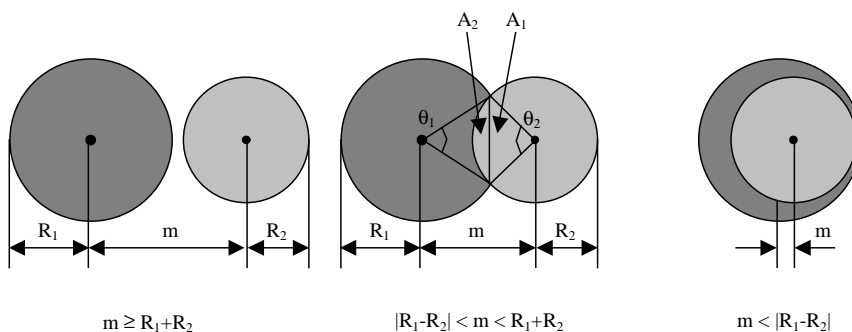
$p(r)$ är en fördelningsfunktion som i fallet homogen stråle ges av:

$$p(r) = \begin{cases} 1 & r < W_B \\ 0 & \text{annars} \end{cases} \quad W_B = W_e \text{ eller } W_{ST} \quad (12)$$

Med en Gaussisk stråle ges fördelningsfunktionen av:

$$p(r) = 2 \exp\left(-\frac{2r^2}{W_B^2}\right) \quad (13)$$

När fördelningsfunktionen ges av ekvation ((13)) löses integralerna i ekvation ((10)) och ((11)) numeriskt men i fallet när fördelningsfunktionen ges av ekvation (12) beräknas den effektiva arean analytiskt. I det senare fallet kan nämligen arean beräknas på ett lite annorlunda sätt.



Figur 6 Definition av parametrar som används vid beräkningar av effektiv insamlad strålearea när laserstrålens intensitetsfördelning är homogen inom en viss radie.

Genom att införa beteckningarna enligt figur 6 där R_1 och R_2 är radierna på observatörens apertur och laserstrålen och m centrumavståndet mellan observatörens apertur och laserstrålen blir resultatet:

$m \geq R_1 + R_2$:

$$A_C = 0 \quad (14)$$

$|R_1 - R_2| < m < R_1 + R_2$

$$A_C = A_1 + A_2 \quad (15)$$

$$A_{1,2} = \frac{1}{2} R_{1,2}^2 (\theta_{1,2} - \sin \theta_{1,2})$$

$$\theta_{1,2} = 2 \arccos \left(\frac{m^2 + R_{1,2}^2 - R_{2,1}^2}{2mR_{1,2}} \right)$$

$m < |R_1 - R_2|$:

$$A_C = \pi [\min(R_1, R_2)]^2 \quad (16)$$

När den del av strålens area som insamlas av observatörens sensorsystem har beräknats kan också den insamlade effekten beräknas:

$$P_O = P_S \frac{A_C}{\pi W_{e,ST}^2} \tau_L \tau_A$$

där P_O är den mottagna effekten, P_S är den utsända effekten, den insamlade strålens effektiva area, A_C , beräknas enligt ekvation (10), ((11), ((14), ((15) eller ((16), $W_{e,ST}$ är strålradien vid mottagaren och ges av ekvation ((6) eller ((9), τ_L är transmissionen genom laserns optik och τ_A är transmissionen genom atmosfären vilken beräknas enligt referens [9]. Eftersom den bild som genereras i MAIS har intensiteter som motsvarar radians måste den mottagna effekten omvandlas till en radiansnivå, R_O :

$$R_O = \frac{2N_x N_y}{\phi_x \phi_y D_o^2} P_O \quad (17)$$

där D_o är diametern på observatörens optik.

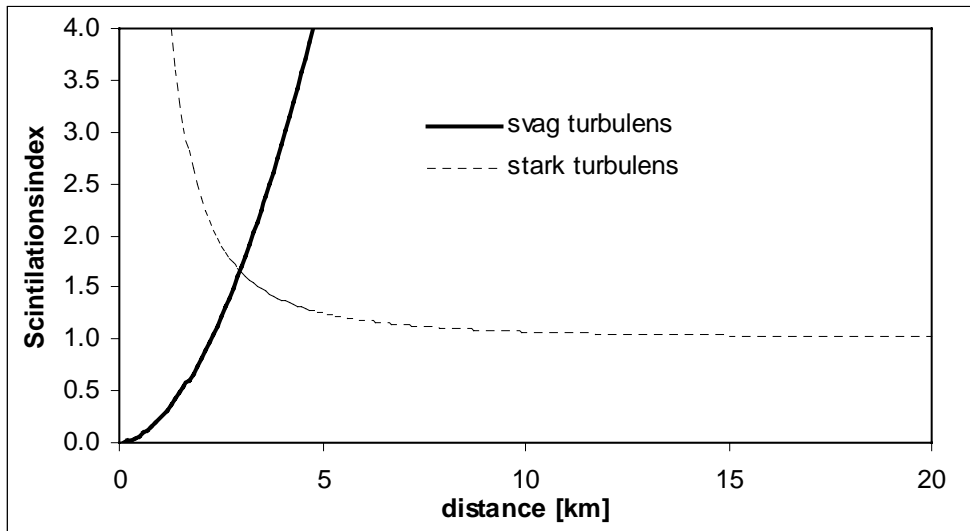
Den beräknade radiansen enligt ekvation ((17) är den radians som erhålles som medelvärde vid en registrering under lång tid. I verkligheten kommer atmosfärens turbulens att ge upphov till en variation som funktion av tiden hos den mottagna intensiteten som beskrivs med hjälp av scintillationsindexet, σ_I^2 . Genom att anta att turbulensen är svag, att laserstrålen kan beskrivas som en sfärisk våg, och att brytningsindexfluktuationen kan beskrivas med ett Kolmogorovspektrum kan σ_I^2 beräknas:

$$\sigma_{I,svag}^2 = 0.4 \sigma_1^2 \quad (18)$$

På stora avstånd och för stark turbulens kommer ekvation ((18) inte längre att gälla. För stark turbulens gäller istället att:

$$\sigma_{I, \text{stark}}^2 = 1 + \frac{2,73}{(\sigma_1^2)^{5/6}} \quad (19)$$

Implementeringen i modellen använder det minsta värdet av $\sigma_{I, \text{svag}}^2$ och $\sigma_{I, \text{stark}}^2$ för att beräkna effekten av scintillationen (se figur 7).



Figur 7 Scintillationsindex vid stark och svag turbulens. I den implementerade laserströmmodellen används det minsta av dessa två värden.

Ekvationerna ovan förutsätter att laserstrålningen registreras med en punktdetektor. När laserstrålningen samlas in med en lins kommer en viss medelvärdesbildning att ske som beror av storleken på den insamlade optiken. Under samma antaganden om sfärisk våg och Kolmogorovspektrum som gjordes ovan kan en medelvärdesbildningskonstant, A, beräknas enligt:

$$A = \left[1 + 0.333 \left(\frac{kD_o^2}{4L} \right)^{5/6} \right]^{-7/5}$$

och scintillationsindex beräknas därmed enligt följande ekvation:

$$\sigma_I^2 = A \min(\sigma_{I, \text{svag}}^2, \sigma_{I, \text{stark}}^2)$$

Den tidigare beräknade radian sen multipliceras således med ett normalfördelat slumpstal, $1 + \Delta R_O$, där variansen av ΔR_O ges av σ_I^2 .

2.6 Bildgenerering

De tidigare avsnitten i detta kapitel har syftat till att beräkna hur stor effekt som samlas in av observatörens optik. Detta avsnitt kommer att beskriva hur atmosfären påverkar avbildningen av laserkällan. I denna beskrivning ingår inte effekter som beror av interna reflexer i observatörens optik eller mätnadseffekter i detektorer.

En laserkälla som observeras på långt håll avbildas i ideala fall som ett punktmål (ett bildelement). Turbulens i atmosfären gör dock att en sensors förmåga att upptäcka detaljer i bilden begränsas och det är därför möjligt att bilden av laserkällan kan bestå av flera bildelement. Ett vanligt sätt att beskriva denna begränsning i rumslig upplösning är att använda en MTF (*modulation transfer function*) som ger en statistisk beskrivning av bilddegenereringen. I litteraturen finns MTFer inte bara för atmosfären utan också för rörelseoskärpa, optik (diffraktion, aberrationer), detektorer mm. För att beskriva den slutliga bilden kan MTFer för dessa olika delar multipliceras för att erhålla en MTF som beskriver hela sensorsystemets prestanda (se t.ex. referens [12]). I simuleringsmiljön, OPTSIM, behandlas atmosfär och sensorsystem i olika modeller och det är bara effekter från atmosfären som beskrivs i denna rapport. Atmosfärens MTF ges av [13]:

$$MTF_{turbulens}(f_x, f_y) = \exp \left[-3,44 \left(\frac{\lambda \sqrt{f_x^2 + f_y^2}}{r_0} \right)^{5/3} \right] \quad (20)$$

där f_x och f_y är spatiella frekvenser i x- respektive y-led [rad^{-1}] och r_0 är Fried's koherensdiameter som kan beräknas enligt:

$$r_0 = 0,185 \lambda^{6/5} \left[\sec(\zeta) \int_{H_s}^{H_o} \left(\frac{h - H_s}{H_o - H_s} \right)^{5/3} C_n^2(h) dh \right]^{-3/5}$$

För en horisontell bana antas C_n^2 vara konstant och

$$r_0 = 0,185 \left[\frac{8\lambda^2}{3LC_n^2} \right]^{3/5}$$

Ekvation (20) gäller vid långa exponeringstider. Vid korta exponeringstider ökar den momentana rumsliga upplösningförmågan och MTFen på grund av turbulens uttrycks istället som:

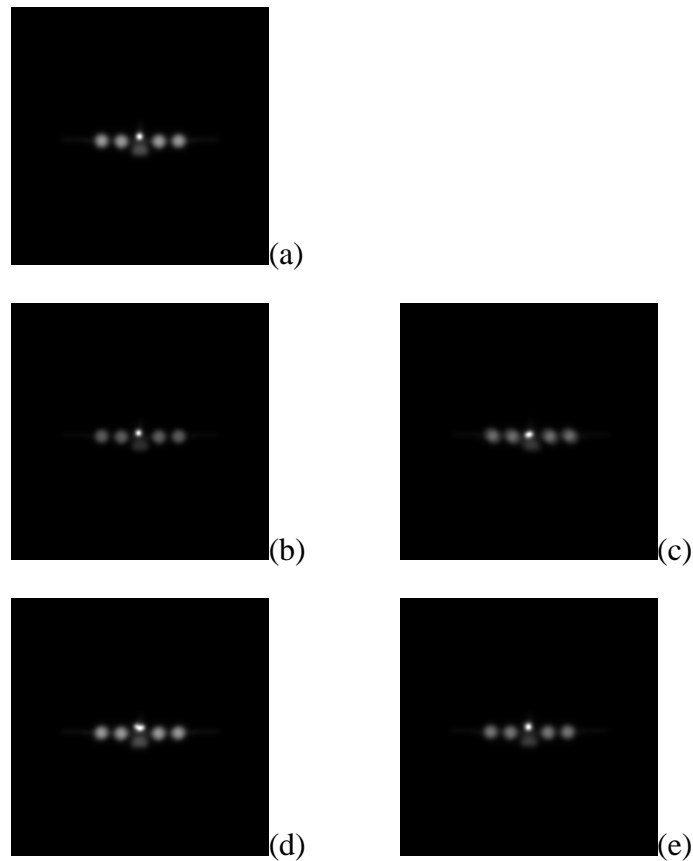
$$MTF_{turbulens}(f_x, f_y) = \exp \left[-3,44 \left(\frac{\lambda \sqrt{f_x^2 + f_y^2}}{r_0} \right)^{5/3} \left\{ 1 - b \left(\frac{\lambda \sqrt{f_x^2 + f_y^2}}{D_o} \right)^{1/3} \right\} \right] \quad (21)$$

där $b = 1$ för närfält och $b = 0,5$ för avståndsfält. Enligt referens [13] sidan 318 kan närfält antas när $D_o \gg (L\lambda)^{1/2}$ och avståndsfält när $D_o \ll (L\lambda)^{1/2}$. I modellen antas för närvarande att avståndsfält alltid gäller.

Vid korta exponeringstider kommer strålens registrerade position att ändras med tiden (*image dancing*) beroende på att atmosfärens turbulens gör att laserstrålens infallsvinkel mot observatörens optik fluktuerar. Variansen för denna fluktuation ges för sfärisk våg och Kolmogorov spektrum av:

$$\sigma_\beta^2 = 1,093 C_n^2 L D_o^{-1/3}, \quad \left(\frac{L}{k} \right)^2 \ll D_o$$

När bilden eller laserfläcken flyttas antas att fluktuationerna är normalfördelade. För att erhålla en gradvis övergång från korta till längre exponeringstider finns det möjlighet att beräkna MTF och strålstorlek som om exponeringstiden är kort men att slumpa ut mer än en position och sätta intensiteten för varje laserfläck till R_o / N_{blobs} . Exempel på hur resultatet ser ut vid olika inställningar ges i figur 8.



Figur 8 (a) Laserstörning med lång exponeringstid, (b)-(e) Laserstörning med kort exponeringstid: (b) 1 fläck, (c) 2 fläckar, (d) 3 fläckar, (e) 30 fläckar.

3 Sammanfattning och förslag till fortsatt arbete

Denna rapport har presenterat en implementering av en laserstörmodul i atmosfärs- och bakgrundsmodellen MAIS. Syftet med denna utveckling har varit att skapa en möjlighet i simuleringsmiljön OPTSIM att simulera effekten av laserstörning i en robotduell. Modellen beräknar hur laserstörningen ser ut i en ideal stirrande elektro-optisk sensor med hänsyn tagen till sensorsystemets apertur samt atmosfärens transmission och turbulens. De effekter som bedömts viktigast har inkluderats i modellen men det finns detaljer som kan förbättras i framtida versioner om behov uppstår. Exempel på sådana förbättringar kan vara att ta hänsyn till sensors integrationstid när scintillationen beräknas (ekvation 44 i referens [14]). För närvarande tas ingen hänsyn till om turbulensen är kraftig när den effektiva strålstorleken vid observatören beräknas (ekvation 15 i referens [14]). Vid beräkning av atmosfärens MTF antas alltid att avståndet är så pass stort att $b=0,5$ i ekvation (21). Eftersom $b=1$ vid korta avstånd kan ett bättre sätt vara att låta b variera mellan 1 och 0,5 som funktion av avståndet. Beräkningen av atmosfärsdämpningen utgår för närvarande från MODTRAN-beräkningar inom det våglängdsområde som gäller för sensorsystemet. En laser verkar dock inom ett väldigt smalt våglängdsområde och transmissionen kan därför skilja sig markant från medeltransmissionen som gäller inom sensorsystemets våglängdsområde. En förbättrad modell bör därför hantera transmissionen som påverkar bakgrundsbilden separat från transmissionen som påverkar laserstöraren.

De förbättringar av modellen som föreslås ovan är förbättringar av atmosfärsbeskrivningen. Förutom dessa förbättringar bör sensorsystemets påverkan av laserstörningen modelleras så att det på så sätt går att använda modellen i duellsimuleringar. En bildalstrande sensor störs t ex genom bländning (sensorsystemet mätas). Effekten av denna överstyrning kommer att bero på vilken typ av bildalstrande sensor det är, stirrande eller en typ där ett eller flera detektorelement sveper över synfältet för att generera en bild. En retikelmålsökare störs lämpligen genom att modulera intensiteten på laserstrålningen för att på så sätt lura målsökare att tro att målet befinner sig på en annan position än i verkligheten. För att simulera effekten av en modulerad laserstörning av retikelmålsökare kan t ex två bilder genereras, en med och en utan laserstörning. Sedan simuleras effekten av laserstörning genom att kombinera resultatet från den ostörda bilden med resultatet från den störda bilden.

Att utveckla modeller för störverkan i bildalstrandemålsökare och retikelmålsökare får anses som det mest prioriterat i en fortsatt utveckling av störlasersimuleringsmodeller. Förutom störverkansmodeller och förfiningar av atmosfärsmodellen bör också simuleringsverktyg där simulering av följning på retroreflex utvecklas.

4 Referenser

- [1] Rupert Pengelley och Mark Hewish, *Missiles put dismantled infantry back on the field*, Jane's International Defence Review, Augusti 1999, sid. 26-32
- [2] Duncan Lennox, *Air-to-ground missile programmes*, Jane's Defence Weekly 9 September 1998, sid. 73-86.
- [3] Kenneth B. Sherman, *When Weapons Cheat*, Journal of Electronic Defense, July 2000, sid. 49-54
- [4] William Taylor, *Understanding the Infrared Threat*, Journal of Electronic Defense, February 1999, sid 35-43
- [5] Gustaf Olsson, *Multispectral Water Fog as an Obscurant Countermeasure*, IXth European AFV Attack and Survivability Symposium, Shrivenham, UK, 15-16 June 2000. (Proceedings on CD-ROM).
- [6] Se t.ex. *DIRCM Goes Laser*, Journal of Electronic Defense, July 1999, sid 18.
- [7] *Pointing the Heat*, Journal of Electronic Defense, September 2000, sid 59-64
- [8] C. Hedberg, L. Tydén och C. Wigren, *Generell metod för simulering av elektro-optiska telekrigdueller*, FOA rapport FOA-R--99-01160-616-SE (1999)
- [9] C. Wigren, *MAIS, an Atmosphere and Background Model for Electro-Optical Simulations*, FOA rapport FOA-R--00-01677-616--SE (2000)
- [10] M. Woo, J. Neider och T. Davis, p 596 i *OpenGL Programming Guide 2nd Edition*, Addison-Wesley (1998)
- [11] L.C. Andrews, R.L. Phillips, *Laser Beam Propagation through Random Media*, SPIE Optical Engineering Press (1998)
- [12] C. Wigren, *IGOSS, Model of Image Generation in Optronic Sensor Systems*, FOA rapport FOA-R--97-00582-616--SE (1997).
- [13] G.C. Holst, *Electro-Optical Imaging System Performance*, JCD Publishing and SPIE Optical Engineering Press (1995)
- [14] O. Steinvall, *Theory for Laser Systems Performance Modelling*, FOA rapport FOA-R--97-00599-612--SE (1997)