



Fotoninformation i avbildningstillämpningar

Litteraturstudie

MARKUS HENRIKSSON, DAVID BERGSTRÖM,
INGMAR RENHORN, JONAS TIDSTRÖM

FOI är en huvudsakligen uppdragsfinansierad myndighet under Försvarsdepartementet. Kärnverksamheten är forskning, metod- och teknikutveckling till nytta för försvar och säkerhet. Organisationen har cirka 1000 anställda varav ungefär 800 är forskare. Detta gör organisationen till Sveriges största forskningsinstitut. FOI ger kunderna tillgång till ledande expertis inom ett stort antal tillämpningsområden såsom säkerhetspolitiska studier och analyser inom försvar och säkerhet, bedömning av olika typer av hot, system för ledning och hantering av kriser, skydd mot och hantering av farliga ämnen, IT-säkerhet och nya sensorers möjligheter.



FOI
Totalförsvarets forskningsinstitut
Informationssystem
Box 1165
581 11 Linköping

Tel: 013-37 80 00
Fax: 013-37 81 00

www.foi.se

FOI-R--3156--SE Teknisk rapport
ISSN 1650-1942 Januari 2011

Informationssystem

Markus Henriksson, David Bergström, Ingmar
Renhorn, Jonas Tidström

Fotoninformation i avbildningstillämpningar

Litteraturstudie

Titel	Fotoninformation i avbildningstillämpningar
Title	Litteraturstudie
Title	Photon information in imaging applications - Literature study
Rapportnr/Report no	FOI-R--3156--SE
Rapporttyp Report Type	Teknisk rapport
Sidor/Pages	56 p
Månad/Month	Januari
Utgivningsår/Year	2011
ISSN	1650-1942
Kund/Customer	FOI Informationssystem
Projektnr/Project no	I591206
Godkänd av/Approved by	Johan Söderström

Sammanfattning

Den här rapporten sammanfattar en litteraturgenomgång som har gjorts för att studera metoder för förbättrad avbildning, och optisk mätteknik i allmänhet, som utnyttjar kvantoptik, singelfotonkänsliga detektorer och andra nya optiska metoder. Framförallt har metoder som kan användas för avbildning på avstånd större än 100 m studerats. Både passiva tekniker där naturligt förekommande fotoner mäts, och aktiva tekniker där systemet innehåller en lasersändare, har beaktats.

Sant kvantoptiska effekter är svåra att utnyttja i laserradartillämpningar där avbildning ska ske på avstånd. De få fall som överhuvudtaget är teoretiskt möjliga kräver så komplicerade system att samma prestandaförbättring ofta kan fås på ett enklare sätt i ett klassiskt system, till exempel genom ökad apertur. Det finns några undantag där kvantoptiska fenomen kan användas redan idag, till exempel kalibrering av radiometrisk detektorer där intrasslade fotonpar är till verklig nytta.

Singelfotonkänsliga detektorer, som kan beskrivas med klassisk fysik, är mer användbara. De kan till exempel utnyttjas för att ge ökad känslighet i passiv avbildning och därmed ge möjlighet att avbilda i våglängdsband och under ljusförhållanden där det tidigare inte gått att generera bilder, och kan på sikt kanske direkt hyperspektral avbildning utan filter genom fotonenergimätande detektorer. Enfotondetektorer är också användbara i aktiva system där tidskorrelerad enfotonräkning möjliggör högupplösande avståndsprofilering med hög dynamik.

Det finns en rad nya laserradarkoncept som beskrivs med komplicerade termer, till exempel ghost imaging och sub-Rayleigh imaging. Flera är i grunden starkt kopplade till klassisk skannande laserradar och kan ses som varianter på det. Det finns scenarier där dessa ger förbättrad prestanda jämfört med ett klassiskt laserradarsystem.

Banrörelsemängdsmoment är en relativt nyupptäckt egenskap hos fotonen som redan har fått tillämpningar inom till exempel astronomi, där det till exempel används för att släcka ut stjärnor när man letar efter exoplaneter. Liknande och nya tillämpningar i mer jordnära avbildningssystem är inte orimliga.

Nyckelord: optisk avbildning, kvantoptik, enfotondetektorer, infrarött, laserradar

Summary

This report summarizes a literature survey on methods for improved performance of imaging, and optical measurements in general, from quantum optics, single photon detectors and other new optical methods. The focus of the study has been imaging at distances longer than 100 m. Both passive imaging collecting natural photons and active imaging with a laser transmitter in the system has been considered.

True quantum optical methods are difficult to use for imaging at some distance as performance is destroyed by system loss. In the few cases where there is a theoretical advantage to using quantum optics the needed systems are often so complicated that the same performance improvement can often be achieved more easily using purely classical techniques, e.g. by increasing the system aperture. There are a few exceptions where quantum optics produces real performance improvements, e.g. using entangled photons for calibration of radiometric detectors.

Single photon detectors, that can be described by classical physics, show more advantages. They can be used to improve the sensitivity in passive imaging and allow imaging in wavelength bands and light conditions where imaging is not possible with classical cameras, and in due time direct hyperspectral imaging without filters using photon energy resolving detectors may be possible. single photon detectors can also be used for time correlated single photon counting to do range profiling with high resolution and dynamics.

There are a number of new laser radar concepts described by complex physical reasoning, e.g. ghost imaging and sub-Rayleigh imaging. Several are basically variants of classical scanning laser radar. There are scenarios where these new concepts can give better performance than classical systems.

Orbital angular momentum angular is a relatively recently discovered property of light that have found applications in e.g. astronomy where it is used to black out stars when searching for exo-planets. Similar and new applications in earth based imaging systems are a clear possibility.

Keywords: optical imaging, quantum optics, single photon detectors, infrared, laser radar

Innehållsförteckning

1	Inledning	7
1.1	Kvantpolarisation	8
2	Passiv avbildning	11
2.1	Klassiska tillämpningar	11
2.2	Avbildning i det termiska området med fotonräknande sensorer	12
2.3	Spektralt upplöst fotonräkning	16
2.4	Kvantradiometri	16
3	Aktiv avbildning med laserradarsystem	21
3.1	Kvantoptiska laserradarsystem	22
3.1.1	Klassisk laserradar	22
3.1.2	Superupplösning med fotonräknande detektorer	25
3.1.3	Högupplöst avbildning med injicerat "klämt" vakuum, faskänslig förstärkning och homodynämätning.	26
3.1.4	Kvantbelysning	29
3.2	Kvasi-kvantoptiska laserradarsystem	30
3.2.1	Spöklik avbildning	30
3.2.2	Sub-Rayleigh avbildning	34
3.2.3	Tidskorrelerad enfotonräkning	34
4	Fotoner med banrörelsemängdsmoment	36
4.1	Bakgrund	36
4.1.1	Teoretisk introduktion	37
4.2	Alstring av ljus med banrörelsemängdsmoment	38
4.2.1	Cylindriska linser	39
4.2.2	Holografiska metoder	39
4.2.3	Vortexplattor	40
4.3	Detektion av ljus med banrörelsemängdsmoment	43
4.4	Användningsområden.	43
5	Svensk verksamhet inom kvantoptikområdet	46
5.1	Svenska universitet och högskolor	46
5.1.1	Chalmers	46
5.1.2	KTH	46
5.1.3	Linköping University (LiU)	46
5.1.4	Lunds Tekniska Högskola (LTH)	46
5.1.5	Lunds Universitet (LU)	46
5.1.6	Stockholms Universitet (SU)	46

5.1.7	Uppsala	46
6	Sammanfattning och slutsatser	47
6.1	Passiv avbildning	47
6.2	Aktiv avbildning	47
6.3	Banrörelsemängdsmoment	48
6.4	Slutsatser	49
	Referenser	50

1 Inledning

Nya teoretiska och tekniska genombrott på grundläggande nivå kan ibland ge upphov till nya tillämpningar eller ge prestandaökningar i klassiska tillämpningar. Kvantoptiken som beskriver fotonens egenskaper är ett område där stora teoretiska framsteg har gjorts det senaste decenniet. Parallellt med den teoretiska utvecklingen har den tekniska utvecklingen på framförallt detektorområdet varit snabb. Dessa framsteg gör att en studie av möjligheterna att utnyttja nya koncept och ny teknologi för optisk avbildning är motiverad.

Kvantoptiken grundlades i princip redan när Planck postulerade att energin från en svartkroppsstrålare emitterades i diskreta energipaket. Partikelnaturen hos det elektromagnetiska fältet förstärktes av Einsteins forskning kring den fotoelektriska effekten. Dirac förenade sedan våg- och partikelnaturen hos ljus, vilket la grunden till den moderna kvantoptiken. Tack vare den intensiva forskningen under 1900-talet vet vi idag att en s.k. foton eller ljuspartikel, är att betrakta som en excitation av en elektromagnetisk mod, vilken i växelverkan med exempelvis en detektor endast kan mätas i diskreta energier.

Fotonen är den minsta enheten för bärare av information. En foton kan besitta en rad egenskaper som kan utnyttjas för informationskodning. Särskiljbara egenskaper är frekvens, fas, tidpunkt för detektion, polarisation, spin och rörelsemängdsmoment, impuls, samt flerfotontillstånd såsom "entanglement". Fotoner utnyttjas i en rad militära och civila tillämpningar såsom spaning, igenkänning, övervakning, varning och målinmätning. Utvecklingen av fotonräknande fokalplansarrayer kommer att medge nya möjligheter att optimera sensorsystemen. Det är därför intressant att försöka förstå de bakomliggande fysikaliska principerna för att kunna kvantifiera informationsinnehållet både i den klassiska men också i den kvantmekaniska domänen. Modeller behövs för att kunna kvantifiera informationsinnehållet i scener som registreras med nästa generation av spaningssensorer. Nya möjligheter kommer med stor sannolikhet att erbjudas med avseende på kemiska och biologiska sensorer, aktiva lasersystem, navigationssystem och olika former av avbildande spektroskopi.

Dagens teoretiska kvantfotonik är till stor del inriktad på detektionsstatistik och korrelation mellan signalerna från olika detektorer som funktion av avståndet i tid och rum. Behandlingen av detta har bland annat resulterat i att Roy Glauber fick nobelpriset i fysik 2005 [1]. Än så länge är de praktiska tillämpningarna få. Ett viktigt område är kvantmekanisk nyckelöverföring vilket populärt kallas "kvantkrypto" där krypteringsnycklar distribueras via kvantmekaniska korrelationer. Kvantkryptografi är ett område som har mognat och idag finns kommersiella produkter, se t.ex. www.idquantique.com. Kvantmekanisk nyckelöverföring har tidigare studerats på FOI [2,3].

Ett annat hett forskningsområde med stor potential är kvantdatorer. En kvantdator kan realiseras bland annat med fotoner och man hoppas att kunna utveckla nya beräkningsmetoder som skulle vara överlägsna dagens inom till exempel faktorisering av stora tal. Om kvantdatorer blir verklighet kommer dagens metoder för att kryptera information behöva ändras då en kvantdator snabbt kan knäcka ett klassiskt krypto. En annan, kanske viktigare tillämpning, är kvantdatorns möjlighet att effektivt simulera komplexa kvantsystem t.ex. stora molekyler. Detta skulle innebära ett paradigmskifte för vad som är möjligt att beräkna inom t.ex. fasta tillståndets fysik, kemi, atomfysik. I dagsläget har man lyckats göra kvantmekaniska beräkningar med 8 qubitar, men forskningen är intensiv och även ett företag ser framtida potential, se www.dwavesys.com

DARPA startade 2007 ett brett program kallat "Quantum Sensors Program" för att studera möjligheterna med kvantoptiska sensorer. Projektet har i fas 2 från 2009 koncentrerats på att studera förbättrad detektion i laserradarsystem med hjälp av injektion av "klämt" vakuum och faskänslig förstärkning [4]. Vi diskuterar dessa metoder i avsnitt 3.1.3.

Vid Lunds universitet har det gjorts en genomgång av tillämpningar av kvantoptik inom astronomi [5], som är ett område där man har stort intresse av att studera egenskaperna hos elektromagnetisk strålning. Exempel på tillämpningar som beskrivs är att använda fotonstatistik för att skilja stimulerad emission från spontanemission och på så sätt bekräfta förekomsten av laserverkan i interstellära gasmoln samt användning av optiskt banrörelsemängdsmoment för att dämpa ut stjärnan när man studerar exoplaneter.

Vi gör här en översikt av olika tekniker för att utnyttja andra egenskaper än de som traditionellt har använts i sensorer för avbildning. Till stor del studeras tekniker där egenskaper hos enskilda fotoner används, men ingen hård avgränsning görs utan allt som har hittats som ligger utanför det traditionella är medtaget, även en del som inte bör ses som kvantoptik. Den avgränsning som görs är att vi framförallt tar med tekniker som har en potential att fungera på avstånd större än 10 m. Studien är uppdelad i passiva tekniker, som detekterar strålning utsänd från målet och reflekterat solljus, och aktiva tekniker där det som detekteras är utsända fotoner som reflekteras från målet. Vi tar även upp banrörelsemängdsmoment hos fotonen i ett eget kapitel då detta i framtiden kan tänkas ha tillämpningar i både aktiva och passiva system. Banrörelsemängdsmomentet används redan idag för att släcka ut stjärnor vid sökandet efter exoplaneter och skulle kunna användas på liknande sätt även i mer jordnära avbildningstillämpningar. Det teoretiska djupet i olika avsnitt varierar, men detaljrikedomen har ingen direkt koppling till hur viktigt området och dess tillämpningar är.

1.1 Kvantpolarisation

Som en illustration av kvantmekanikens icke-intuitiva egenskaper diskuterar vi här kvantpolarisation. Ljus som på en grundläggande nivå består av fotoner har ett antal karakteristiska egenskaper, t.ex. våglängd och polarisation. Kvantpolarisation har direkta tillämpningar i forskningsfält där endast ett fåtal fotoner används, t.ex. kvantkryptografi, kvantteleportering, men det är också ett enkelt och pedagogiskt exempel som belyser den rika struktur som döljer sig hos ljus som består av ett litet antal fotoner. Låt oss börja med en liten repetition av begreppet polarisation i dess klassiska mening.

För att intuitivt förstå innebörden av polarisation räcker det med att ta på sig ett par polariserande solglasögon och åka ut på sjön en solig dag. Solljus som reflekteras i vattnet är till största delen horisontellt polariserat; polariserande solglasögon filtrerar effektivt bort den horisontella komponenten av ljuset och släpper samtidigt igenom den ortogonala komponenten, se Figur 1. För att vara lite mer precis, så anger polarisationen den elektriska fältkomponentens utsträckning i rummet.

För att fullständigt beskriva polarisation i en given bas (i exemplet ovan horisontell-vertikal, HV) behövs tre parametrar: horisontell komponent, vertikal komponent, samt fasen mellan dessa komponenter. HV-basen är ofta valt för att den på ett pedagogiskt och korrekt sätt beskriver situationer i laboratoriet eller på badstranden, men valet av bas är inte unikt.

En alternativ beskrivning av polarisation är den för fysiker välkända ”höger-vänster basen” för cirkulärpolariserat ljus. I denna bas betraktar man ljusets höger- respektive vänsterpolariserade komponenter, samt fas däremellan. Anledningen till att denna bas flitigt används av fysiker beror på att det finns ett ett-till-ett förhållande mellan fotonens spinn (interna rörelsemängdsmoment) och dess polarisation. Fotonens spinn kan ha en projektion på propageringsaxeln som antingen är positiv $\sigma=1$ eller negativ $\sigma=-1$, där σ är fotonens helicitet. En vänsterpolariserad foton har en positiv helicitet, och en högerpolariserad foton har en negativ helicitet. Alltså:

$$\begin{aligned} |\sigma = 1\rangle &= |\sigma^v\rangle \\ |\sigma = -1\rangle &= |\sigma^h\rangle \end{aligned} \tag{1}$$

där v och h står för vänster respektive höger. Som kuriosas kan nämnas att cirkulärpolariserat ljus är relativt sällsynt i naturen, men det förekommer. Till exempel är den lilla gröna skalbaggen *Chrysina gloriosa* en intressant insekt som endast reflekterar vänsterpolariserat ljus [6], se Figur 2.

För att experimentellt mäta ljusets polarisation kan man lämpligen använda en polarisator och en detektor. Resultatet kan tolkas i termer av s.k. Stokes vektorer som på ett enkelt vis åskådliggör polarisationsgraden hos tillståndet (opolariserat, partiellt polariserat, ren polarisation) i tre dimensioner. Rummet av alla möjliga rena polarisationstillstånd är den s.k. Poincarésfären [7].



Figur 1. Till vänster ser vi en vattenyta där en stor del av reflexerna är bortdämpade p.g.a. ett polarisationsfilter. Till höger ser vi samma scen fast i naturligt ljus. [Bildkälla: www.broadwayvision.com].

Låt oss nu anamma basen för höger och vänster cirkulärpolariserat ljus och betrakta begreppet polarisation på partikelnivå. Om den rumsliga elektromagnetiska moden är exciterad med en foton är tillståndet antingen höger eller vänsterpolariserat, eller en superposition av båda dessa tillstånd. Därmed har vi två ortogonala *polarisationsmoder* och det generella normaliserade polarisationstillståndet kan skrivas

$$|\psi_1\rangle = \alpha \underbrace{|1,0\rangle}_{\text{höger}} + \beta \underbrace{|0,1\rangle}_{\text{vänster}}, \quad |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1. \quad (2)$$

Koefficienterna α och β representerar här komplexa kvantmekaniska sannolikhetsamplituder och talen 0 och 1 representerar fotonantal. Beroende på relativ styrka och fas kan en godtycklig (ren) polarisation beskrivas. I termer av Stokesvektorer spänner detta generiska tillstånd upp Poincarésfären precis som klassiskt ljus gör. Ett exempel: koefficienterna $\alpha=2^{-1/2}$ och $\beta=2^{-1/2}$ är en intressant superposition, nämligen en rent horisontellt linjärpolariserad foton.

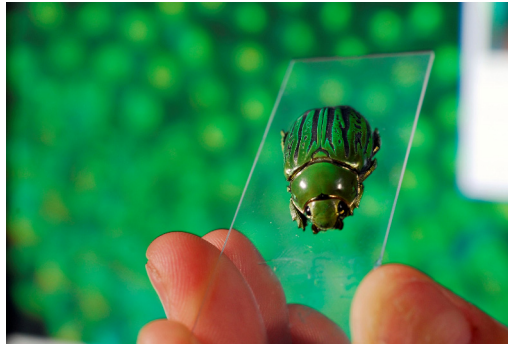
Låt oss gå vidare och studera det första icke-triviala fallet där två fotoner exciterar den rumsliga moden. Redan här blir polarisationsbegreppet svårare att förstå; det generella rena polarisationstillståndet kan skrivas

$$|\psi_2\rangle = \alpha \underbrace{|2,0\rangle}_{\text{höger}} + \beta \underbrace{|1,1\rangle}_{\text{???}} + \gamma \underbrace{|0,2\rangle}_{\text{vänster}}, \quad |\alpha|^2 + |\beta|^2 + |\gamma|^2 = 1. \quad (3)$$

Om $\beta=0$ är vi tillbaka i ett scenario som motsvarar det för en foton, fastän vi nu har två fotoner i fältet. Om vi istället tittar på fallet $\beta \neq 0$ så har vi en ren polarisation utan någon klassisk motsvarighet.

Låt oss vara mer specifika och titta på fallet $\beta=1$, $\alpha=\gamma=0$. Detta tillstånd är per definition ett rent polarisationstillstånd, men det är varken höger eller vänsterpolariserat. Om vi försöker beskriva detta tillstånd i termer av Stokesvektorer så kommer resultatet bli en

Stokesvektor vars längd är noll, vilket (klassiskt) implicerar ett opolariserat tillstånd. Detta är en själv motsägelse eftersom vi vet att polarisationstillståndet per definition är rent.



Figur 2. Skalbaggen *Chrysina gloriosa* reflekterar vänsterpolariserat ljus [Bildkälla: <http://www.gatech.edu/upload/pr/twq78748.jpg>].

Tillstånd som enligt Stokesparametrarna är noll, men ändå är rena kallas för ”gömda tillstånd”, se [8] för en detaljerad utredning av begreppet kvant-polarisation gömda tillstånd och mätning av dessa. Begreppet ”gömda tillstånd” är missvisande eftersom tillståndet är precis lika reellt som de vanliga polarisationstillstånden. Nya mätmetoder krävs för att karakterisera dessa polarisationstillstånd, där ett tredimensionellt parameterrum inte är tillräckligt.

2 Passiv avbildning

Den absolut vanligaste metoden för passiv avbildning är att elektromagnetisk strålning, oftast synligt ljus eller IR-strålning, fokuseras på en halvledarsensor med en matris av detektorelement. I sensorn sker då en fotoelektrisk reaktion som gör att fotoner absorberas och det för varje foton genereras ett elektron-hål-par. De genererade laddningarna ackumuleras under integrationstiden på kondensatorplattor och läses sedan ut med till exempel CCD eller CMOS teknik. Det finns ett stort antal varianter på liknande tekniker, till exempel bildförstärkarrör där fotonerna istället absorberas i en fotokatod och de genererade elektronerna förstärks i en multiplikationsprocess innan de lagras för senare utläsning. Gemensamt för dessa tekniker är att det som mäts är antalet fotoner som träffar detektorn i ett förutbestämt tidsintervall.

En alternativ metod som främst använts i IR-området är termiska detektorer, till exempel bolometrar, som istället mäter uppvärmningen av ytterst små detektorelement. En viktig skillnad mellan dem och de vanliga halvledardetektorerna är att bolometrar mäter energin på strålningen som har absorberats i detektorn istället för antalet fotoner.

Bildalstrande sensorer kräver i allmänhet 1000 fotoner eller mer per pixel, beroende på våglängdsintervall, för att generera användbara data. Om förmågan kan förbättras kan detta växlas mot exempelvis mindre apertur, kortare exponeringstid och/eller förbättrad spektral eller polarimetrisk upplösning.

2.1 Klassiska tillämpningar

Bildsensorer har utvecklats mot allt lägre brusnivåer. Kameror i det visuella spektralområdet har nu mindre än 1 e^- brus per utläsning (EMCCD). CMOS-sensorer med något högre brus ($1,5\text{ e}^-$) men med snabbare utläsningsmöjligheter har även utvecklats. Avalanche-dioder har utvecklats för både visuellt, när-IR och kortvågs-IR. Den mer komplexa elektroniken kräver större pixelutrymme jämfört med föregående teknik men medger i gengäld enfotondetektion. Möjligheter föreligger nu att med hjälp av kvantpunktsdetektorer konstruera fokalplansarrayer med tillräckligt lågt brus för att medge enfotondetektion utan extrem förstärkning [9]. Kvantpunktsdetektorer kan ha mycket låg mörkerström. I det infraröda spektralområdet kan detta möjliggöra sensorer vid högre temperatur än dagens kylda sensorer [10]. Förenklad tillverkningsteknik av kvantpunktsdetektorer baserat på lösningsprocessad elektronik har framgångsrikt demonstrerats [11]. Den spektrala känsligheten kan avstämmas genom att styra kvantpunktens storlek [12].

Möjligheten att packa elektroniska komponenter allt tätare enligt Moore's lag gäller även optiska fokalplansarrayer. Denna möjlighet kan utnyttjas på olika sätt i sensoroptimeringen. Pixeltätheten kan ökas för att öka sensorns upplösningsskyld. Transistorstorleken kan minskas för att ge ökad yta för den strålningskänsliga delen och därmed öka fyllnadsfaktorn. Vilken strategi som används beror på tillämpningen.

Möjligheten att minska storleken på ingående strukturer medför att mer fundamentala effekter måste tas med i sensoroptimeringen [13]. Exempel på sådana effekter är fotonbrus och diffraktionsbegränsningar. Med minskad sensoryta minskar även antalet detekterade fotoner vilket medför att signal/brusförhållandet minskar. Med ökad pixeltäthet ökar inte upplösningen utan gräns på grund av diffraktionsbegränsning. Den resulterande bildkvaliteten och uppfattade informationsinnehåll beror även på den fortsatta efterbehandlingen av bilddata. Den efterföljande signalbehandlingen måste därför vägas in i sensoroptimeringen.

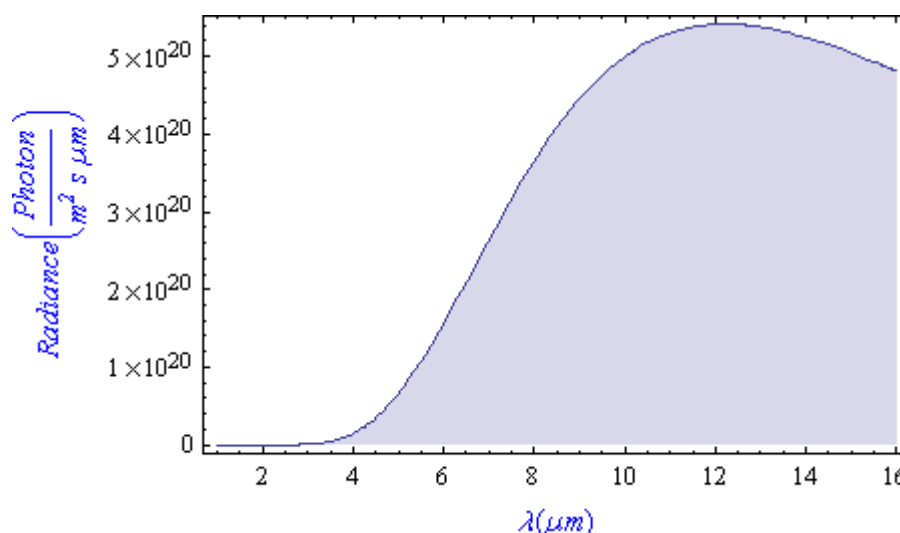
Operatörstester ger vid handen att fotonbrus kan uppfattas vid ett SNR omkring 30 dB eller 1000 fotoner. Detta anger en undre gräns för god bildkvalitet för ett fotonbegränsat system med avseende på kvantbrus. Vid lågljusförhållanden kommer därför kvantbruset att vara begränsande för bildkvaliteten. Diffraktionen kommer att begränsa upplösningen för

realistiska linssystem. Diffractionen och den varierande strålningsriktningen över synfältet sätter även gränser för förmågan att fokusera och rikta strålningen mot den känsliga detektordelen med hjälp av mikrolinser.

2.2 Avbildning i det termiska området med fotonräknande sensorer

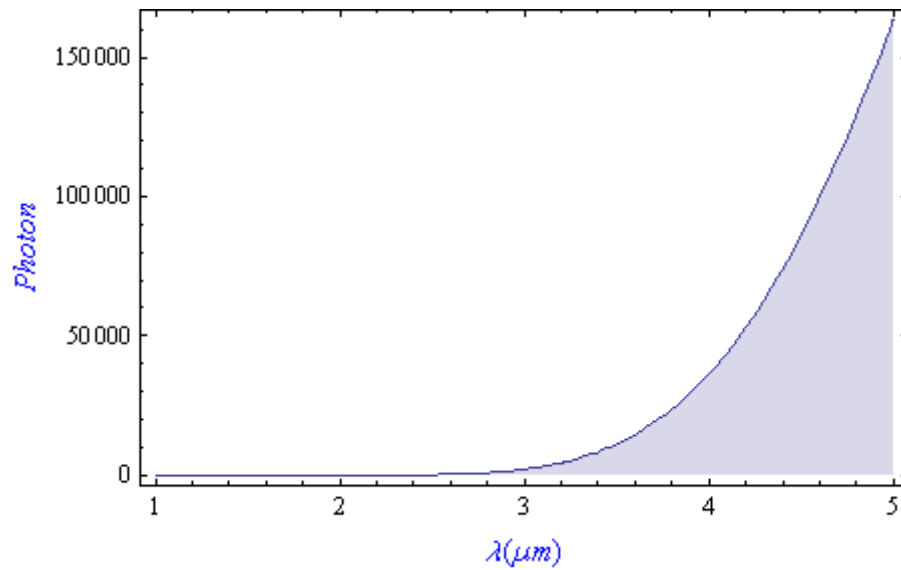
Den tekniska utvecklingen aktualiserar frågor omkring fotonräknande sensorsystem i det termiska våglängdsområdet. Fördelen med fotonräkning i dessa våglängdsintervall är att antalet fotoner kan vara relativt stort även vid låga temperaturer. Nackdelen är fotonens låga energi och därmed svårigheten att undertrycka termiskt brus genererat i sensorsystemet. Ökad känslighet kan öppna upp för nya tillämpningar, speciellt i våglängdsintervall där strålningsnivån är låg. Även om fotonbruset blir synligt vid cirka 1000 fotoner så kan fortfarande tillförlitlig klassificering ske vid så låga nivåer som något hundratal fotoner [14]. Överväganden är här baserat på en ideal sensor utan mörkerström.

Antalet genererade och detekterbara fotoner beror på den betraktade ytans temperatur, emissivitet, detektorns synfält och aperturstorleken. Spektral radian i fotoner per kvadratmeter, sekund och våglängdsenhet, $[\mu\text{m}]$, ges i figuren nedan för en svartkropp vid 300 K. Den höga nivån indikerar att fotondetektering kan ske effektivt även vid relativt korta våglängder.

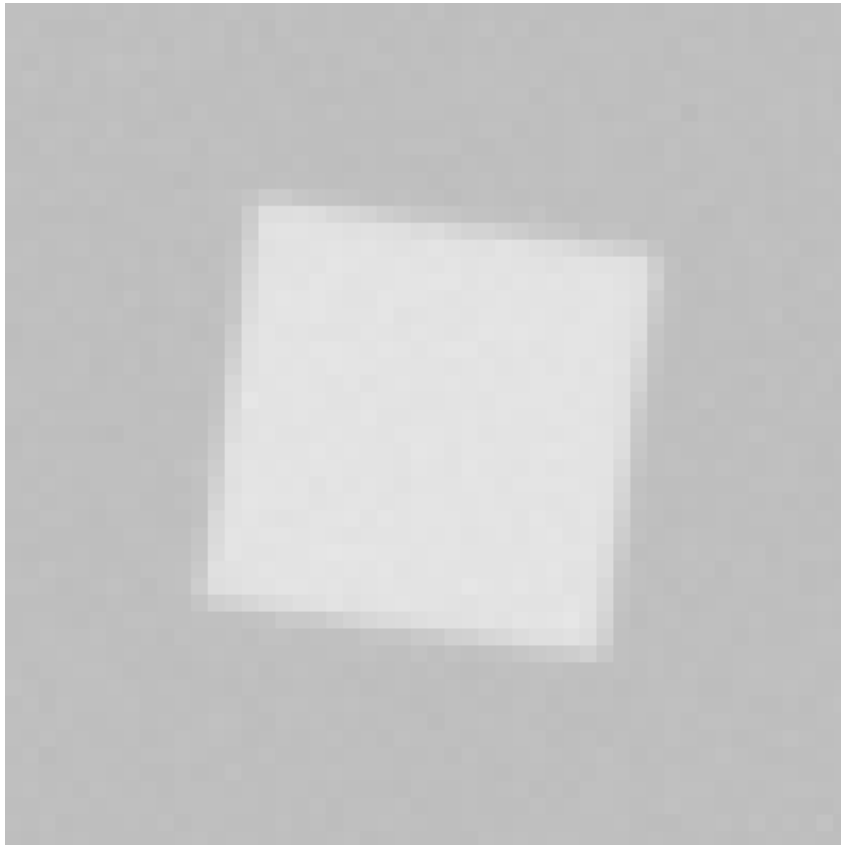


Figur 3. Radians från svartkropp vid 300 K.

Om vi för enkelhetens skull antar konstanta parametrar för sensorsystemet oberoende av våglängd. Med kvantverkningsgrad $\eta_Q=1$, IFOV= 10^{-8} sr, apertuarea $A=5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$, spektral bandbredd $0.5 \mu\text{m}$ samt exponeringstiden 1 ms, erhålles det resultat som visas i figuren nedan. I MWIR-området är antalet detekterbara fotoner mycket högt och en hög bildkvalitet kan därför förväntas. Vid $4,5 \mu\text{m}$ motsvarar fotonbruset en temperaturupplösning om 0.1 K.

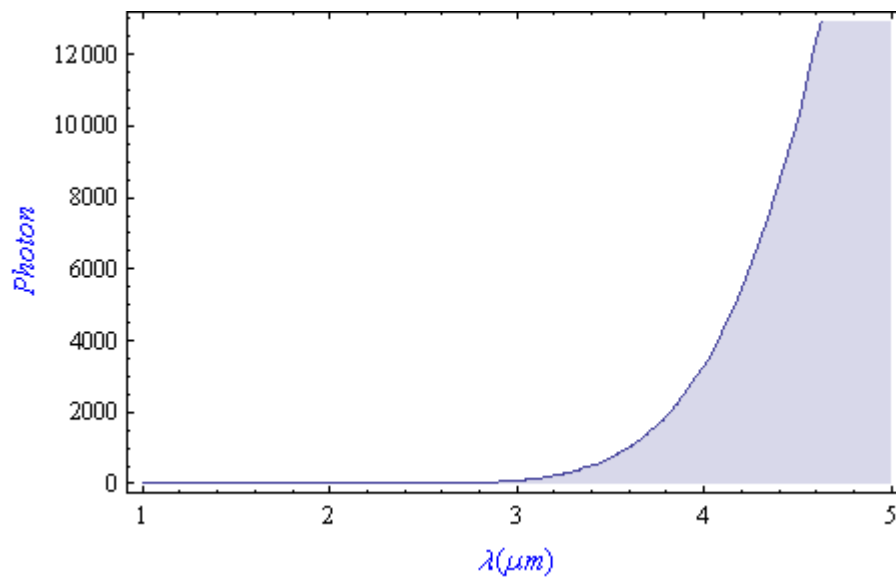


Figur 4. Antal potentiellt detekterbara fotoner i MWIR-området vid måltemperaturen 300 K.

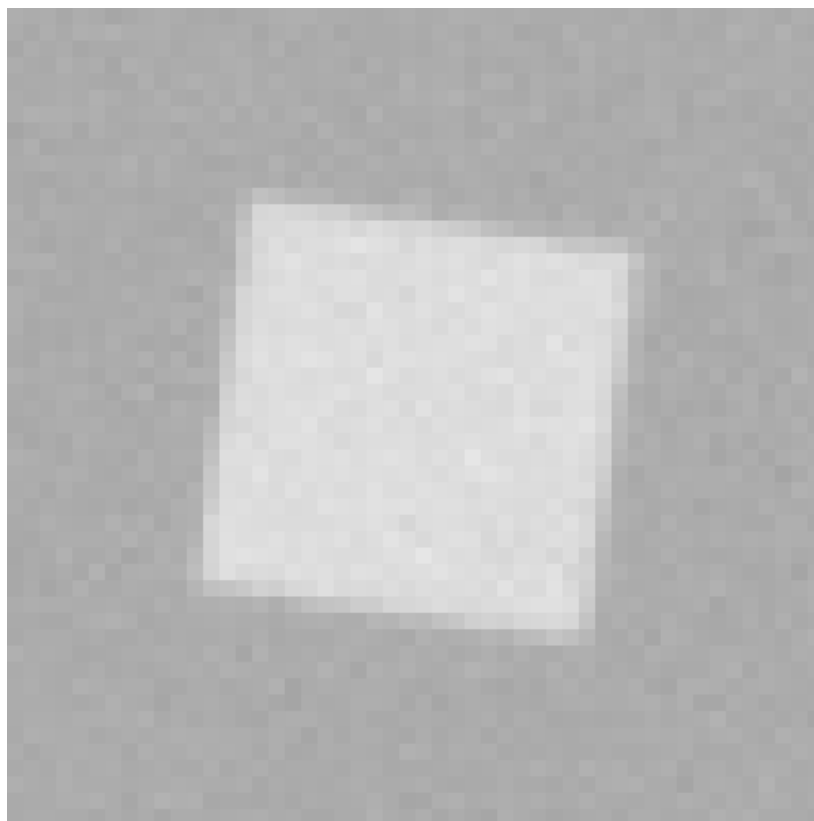


Figur 5. Simulerad bild vid 4,5 μm med måltemperatur 300 K och bakgrundstemperatur 295 K.

Även då måltemperaturen sänks till 250 K är SNR tillfredställande enligt figuren nedan. Vid 4,5 μm motsvarar fotonbruset en temperaturupplösning om 0.5 K.

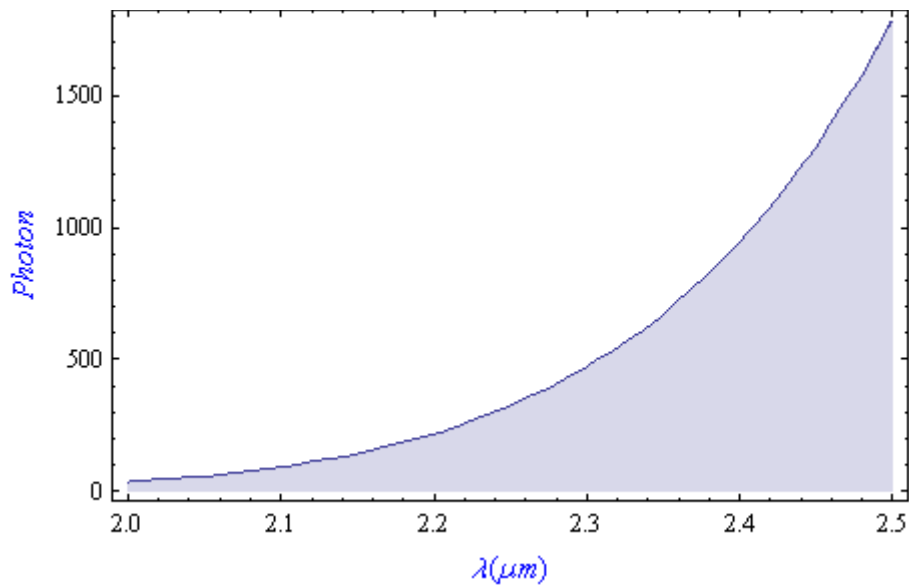


Figur 6. Antal potentiellt detekterbara fotoner i MWIR-området vid måltemperaturen 250 K.

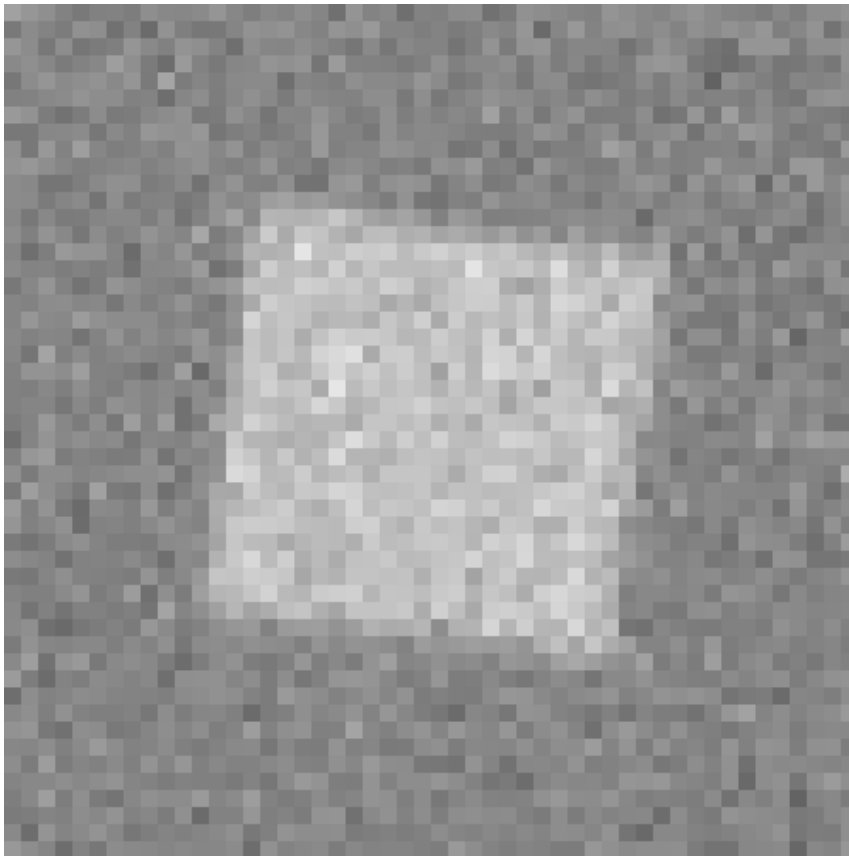


Figur 7. Simulerad bild vid 4,5 μm med måltemperatur 250 K och bakgrundstemperatur 245 K.

I spektralområdet 2,0-2,5 μm är signalnivån låg. Om integrationstiden ökas till 10 ms, erhålles nedanstående resultat i detta våglängdsintervall. Vid 2,25 μm motsvarar fotonbruset en temperaturupplösning om 0.8 K.



Figur 8. Antal potentiellt detekterbara fotoner i SWIR-området vid måltemperaturen 300 K.



Figur 9. Simulerad bild vid 2,25 μm med måltemperatur 300 K och bakgrundstemperatur 295 K.

Ett hyperspektrals sensorsystem kan domineras av fotonbruset. I en sådan situation är SNR signalberoende. Jämförelse mellan olika kanalers spektrala nivåer kan därmed bli osäker. Vid val av spektralband bör i dessa situationer även SNR beaktas för en typisk scen. Multispektrala system kan begränsas av liknande faktorer. Jämförelse mellan IR-kanal och UV-kanal kan begränsas av UV-kanalens låga SNR. UV-kanalen kan dessutom störas av kosmisk strålning.

Aktiv belysning kan i vissa fall vara fördelaktigt. Jämfört med när-IR kostar varje foton mindre energi i SWIR. En belysare vid $2,25\text{ }\mu\text{m}$ ger nästan 3 ggr fler fotoner för varje effektenhet jämfört med $0,8\text{ }\mu\text{m}$. Med ett sensorsystem som ovan är det tillräckligt med $0,05\text{ W/m}^2$ för att uppnå 1000-fotongränsen på 10 ms under antagandet att atmosfärstransmissionen är mycket god och målets reflektans är 10 %. En belysare om 5 W skulle därmed kunna nyttjas för belysning av 100 m^2 .

Med aktiv belysning kan fotonens egenskaper anpassas till vilken typ av information om målet som efterfrågas. Kodningen kan optimeras med avseende på fotonens frihetsgrader.

2.3 Spektralt upplöst fotonräkning

Multi- och hyperspektrala kamerasystem används ofta i IR-området för att bättre kunna separera olika objekt med olika temperatur eller materialegenskaper. En detektor som för varje detekterad foton mäter energin skulle kunna bygga upp ett histogram över fotonfrekvens per våglängdsintervall som ger information om materialets reflektans eller emittansegenskaper och dess temperatur. Detta är tekniker som har diskuterats för att titta på transmission vid olika energier i röntgenområdet [15]. Supraledande enfotondetektorer som detekterar fotoner genom den temperaturökning den absorberade fotonen ger i materialet skulle kunna användas för detta i det optiska området [16]. En enklare utläsningselektronik som bara mäter totalt fotonantal och integrerad termisk energi skulle fortfarande kunna ge intressant information om medelenergin hos fotonerna. Även denna idé är överförd från medicinsk röntgen [17].

2.4 Kvantradiometri

Radiometri är studier kring mätningar av elektromagnetisk strålning, där termen främst används inom det optiska våglängdsområdet (dvs. från kortvågigt UV till långvågigt infrarött) för mätningar av storheter som energi, effekt, intensitet och radians både spektralt och integrerat över olika våglängdsband. För absolutmätningar av dessa storheter hos okända mätobjekt eller för karaktärisering av detektorer nyttjas i konventionell radiometri vanligtvis två metoder; antingen via mätningar med kalibrerade referensdetektorer med kända egenskaper eller via mätningar mot strålkällor med kända egenskaper. Den senare metoden är ofta den enklaste, billigaste och mest praktiskt tillämpbara.



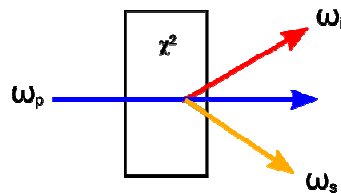
Figur 10. Exempel på traditionella svartkroppsstrålare; kavitetsstrålare (vänster) [Bildkälla: <http://www.hgh.fr>] och ytstrålare (höger) [Bildkälla: <http://www.infraredsystems.com>].

En svartkropp är ett perfekt emitterande objekt (inget annat objekt kan stråla mer vid en given temperatur) som absorberar all infallande strålning vid alla våglängder. En svartkropp är en bra strålningsreferens, eftersom mängden och den spektrala fördelningen av emitterad strålning endast beror av temperaturen hos svartkroppen och då dessa

storheter enkelt kan beräknas ur Planck's strålningslag. Svartkroppar är kommersiellt tillgängliga (se exempel i Figur 10) och noga kalibrerade mot primära standarder för att uppnå spårbarhet till internationella temperaturstandarder (ITS-90).

Även om olika nationella mätinstitut världen över ständigt arbetar med att förfinas och utveckla sina svartkroppsstrålare till bättre prestanda, har absolutmätningar med dessa referenskällor ändå sina inneboende brister. Resultatet av en absolutmätning kalibreras mot en kedja av mätningar till en primär standard och osäkerheter vid alla ingående mätningsssteg i spårbarhetskedjan bidrar till en ökad osäkerhet i slutresultatet. Svartkroppskällor påverkas dessutom ofta av förändringar i sin omgivning (exempelvis yttrandes som en temperaturdrift), deras prestanda degraderas över tiden och de bör regelbundet omkalibreras. Metoden duger dessutom ej för absolutmätning av lågintensiva ljuskällor.

Ett alternativ till ovan nämnda metod med ett referensmål är att absolutkalibrera en detektor genom att utnyttja korrelationen mellan fotoner skapade genom spontan parametrisk nedkonvertering (PDC), se principskiss i Figur 11 nedan. Fenomenet är även känt som parametrisk fluorescens och innebär att en högenergifoton från en pumpkälla (vanligtvis en laser) sönderfaller till två fotoner (kallade signal och idler) med lägre energi genom växelverkan med en icke-linjär (χ^2) optisk kristall. De två skapade fotonerna är korrelerade i både riktning och energi pga. konservering av rörelsemängd (fasmatchning) och energi (frekvensmatchning), dvs. $\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_i + \mathbf{k}_s$ och $\omega_p = \omega_i + \omega_s$ där $\mathbf{k}$ och ω representerar vågvektor respektive frekvens för pump- (p), signal- (s) samt idler-foton (i). Fotonerna skapas dessutom näst intill samtidigt och har en koherenstid på omkring några tiotals femtosekunder.



Figur 11: Vid spontan parametrisk nedkonvertering (PDC), sönderfaller en infallande foton från en pumpkälla till ett fotonpar (signal och idler) som är korrelerade i både riktning och energi (samt även polarisation). Notera att den tvådimensionella skissen är en förenkling i det avseendet att fotonerna i verklighetens tredimensionella värld emitteras i koner runt pumpstrålens riktning.

Spontan PDC kan användas för att absolutkalibrera kvanteffektiviteten hos fotonräknande detektorer, genom att placera en trigger-detektor i den ena kanalen och testdetektorn i den andra och räkna antalet triggerhändelser N_{trig} och antal koincidenser N_c (två samtidigt registrerade händelser i bägge kanalerna) [18-23]. Kvanteffektiviteten ges då av kvoten mellan dessa, dvs. $\eta = N_c/N_{trig}$. Metoden har även undersökts och vidareutvecklats för konventionella analoga detektorer, där integrerade intensiteter istället för fotonhändelser i respektive kanal mäts och jämförs [24,25].

En alternativ metod, också baserad på spontan PDC, jämför variansen hos skillnaden i registrerade händelser i de bägge kanalerna. Denna varians beskrivs av brusreduktionsfaktorn (noise reduction factor, NRF) som kan tecknas

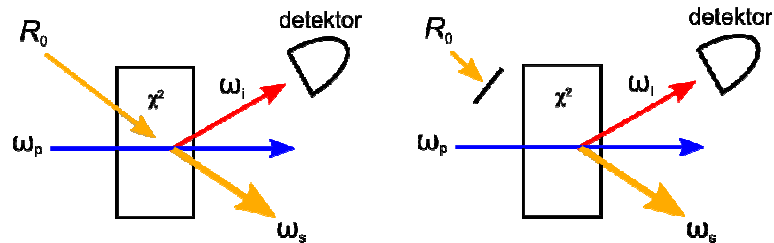
$$NRF = \frac{Var(i_s - i_i)}{\langle i_s \rangle + \langle i_i \rangle}, \quad (4)$$

där i_s och i_i är fotoströmmarna i signal- och idlerkanalerna och nämnaren anger summan av de medelvärdesbildade signalerna. Om kvanteffektiviteterna i respektive kanal är lika, kommer kvanteffektiviteten då ges enligt $\eta = 1 - NRF$ (om inte, ges de av ett något mer komplicerat uttryck som inte visas här, se istället referens) [26-28]. Metoden har nyligen demonstrerats i en absolutkalibrering av en CCD-kamera [29].

Parametrisk nedkonvertering kan även användas för absolutkalibrering av strålkällor, se Figur 12. Genom att rikta strålkällan så att den spatialt överlappar området i den icke-linjära kristallen där pumpstrålen sönderfaller, samtidigt som den överlappar signalfotonstrålen både spektralt och riktningsmässigt, kan nedkonverteringen stimuleras starkare vilket yttrar sig som ett ökat antal fotoner i både signal- och idlerkanalerna. Antalet genererade och korrelerade fotonpar vid denna stimulerade PDC kan sedan jämföras med antalet genererade par vid spontan nedkonvertering (med strålkällan blockerad) och den spektrala radianzen fås som

$$R(\omega_s) = \frac{1}{\eta_{sys}} \left[\frac{N_{on}(\omega_i)}{N_{off}(\omega_i)} - 1 \right], \quad (5)$$

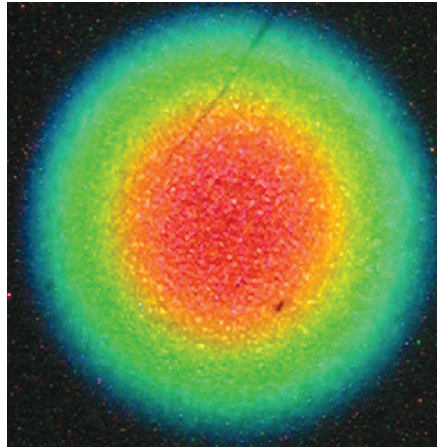
där $N_{on}(\omega_i)$ och $N_{off}(\omega_i)$ är antalet fotoner detekterade i idler-mod med strålkällan på respektive av och där η_{sys} är en mät- och/eller beräkningsbar korrektionsfaktor som införs för att korrigera för systematiska effekter såsom strålförluster i optik och olika överlappningseffekter (spatiala och vinkelmässiga) [23,30-32]. Att notera är också att detektorn inte nödvändigtvis behöver vara av fotonräknande typ utan också kan vara en konventionell radiometer bara signal/brus-kvoten är tillräckligt hög [33,34].



Figur 12: Principskisser för metodik vid kalibrering av spektral radianz från en strålkälla (R_0). Antalet genererade fotoner med strålkällan riktad mot den parametriska förstärkaren (vänster) jämförs med antalet genererade fotoner från bakgrundsfluktuationer med strålkällan blockerad (höger).

Som tidigare konstaterats skapas vid PDC (spontan eller stimulerad) ett fotonpar som uppfyller fasmatchningsvillkoren för rörelsemängd och energi. Även om summan av energierna alltid är densamma kan energin hos de enskilda tillstånden i det skapade fotonparet vara olika, varvid man säger att man har ett icke-degenererat tillstånd (energin kan också vara lika vilket följaktligen leder till ett degenererat tillstånd). Vid olika vinklar från den optiska axeln för den icke-linjära kristallen kan man

konstatera fotoner med olika energi, pga. att olika våglängder i nedkonverteringen har olika emissionsvinklar (se Figur 13). Varje emitterad foton i en viss vinkel i den ena kanalen, med en viss energi, har då en motsvarande fotonpartner i den andra kanalen som kan hittas vid korresponderande vinkel och energi enligt fasmatchningsvillkoret.

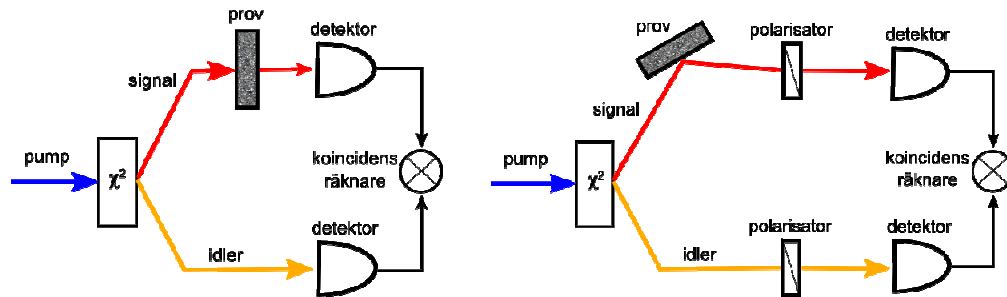


Figur 13: Figuren visar hur emitterade fotoners våglängder från spontan PDC är fördelade i ett plan vinkelrätt mot pumpstrålens riktning (för fotoner med samma polarisation). De koncentriska ringarna motsvarar olika våglängder från pumpkällans våglängd ut i det infraröda. I detta specifika experiment pumpades en LiO_3 kristall med en Argon-jonlaser vid 351nm [6].

Eftersom kunskap om den ena fotonen i paret per automatik ger kunskap om dess partner, kan denna generering av icke-degenerade fotonpar utnyttjas för att registrera svåråtkomligt ljus vid en mer fördelaktig våglängd. Infrarött ljus kan exempelvis utvärderas mha. en visuell detektor, som ofta har bättre responsivitet, uniformitet och mindre brus, genom att stimulera en icke-linjär kristall med en visuell laser [30-33,35]. Den stimulerande delen från den infraröda källan förstärker då sönderfallet, både i den infraröda och i den visuella delen. Som exempel har absoluta spektrala radiansmätningar utförts i MWIR ($3\text{-}5\mu\text{m}$) mha. en Argon-jonlaser (pumpvåglängd 458nm), en LiO_3 -kristall och en termoelektriskt kyld APD (Avalanche PhotoDiode) i kisel med visuell responsivitet [30,31].

Det kan även vara passande att i sammanhanget nämna att inom materialoptiska tillämpningar har andra möjliga applikationer av PDC diskuterats, såsom mer känsliga, noggranna och absoluta absorptans-, reflektans- och transmittansmätningar, där exempelvis brus i mätkanalen (signal) pga. fluktuationer hos ljuskällan (pumpstrålen) kan reduceras genom att bevaka en referenskanal (idler) och inverkan av ströljus och mörkström kan minskas genom att endast räkna koincidenser mellan kanalerna [36,37].

Inom så kallad kvantellipsometri utnyttjas förutom frekvens- och riktningskorrelation även den polarisationsintrassling som sker vid en parametrisk nedkonvertering. Spontan PDC finns av två typer, där typ I och II innebär att de skapade fotonerna har parallell respektive vinkelrät polarisation i förhållande till varandra. Båda metoderna kan användas för ellipsometri, men den senare tycks ge ytterligare fördelar pga. möjligheten att utnyttja polarisationsmodsdispersionen (det faktum att fotoner med olika polarisationstillstånd propagerar med olika hastighet genom ett material) till att styra den relativa positionen mellan de korrelerade fotonerna i rumstid med resulterande högre upplösning och kontrast vid ellipsometrimätningen [35]. Mha. kvantellipsometri kan optiska konstanter (brytningsindex och extinktionskoefficienter) och tunnfilm tjocklekar mätas i absoluta termer utan tillgång till gängse referensstandarder som annars är nödvändiga i en konventionell sk. null-ellipsometer och med bättre robusthet och signal/brus än konkurrerande interferometriska varianter [38-40].



Figur 14: Principskisser för absolut absorptionsmätning (vänster) samt kvantellipsometri (höger) mha. spontan parametrisk nedkonvertering.

Introducerande av spektral selektion i ovan nämnda tillämpningar kan dessutom realisera spektrometriska mätningar. Spektral selektion kan ske antingen via justering av mottagande riktning och rymdvinkel hos insamlade optik, våglängden hos pumpkällan, pumpljusets infallsvinkel/riktning mot den icke-linjära kristallen eller mha. bandpassfilter eller diffraktionsgitter framför registrerande detektor (alternativt Fourier Transform-metoder) [41,42].

3 Aktiv avbildning med laserradarsystem

Aktiv avbildning, avståndsmätning och andra tillämpningar där en laserstråle skickas ut mot ett mål och den reflekterade strålningen detekteras för att få information om ett avlägset objekt är känt sedan lång tid tillbaka. Traditionellt har koherent ljus skickats ut och detektionen har skett antingen med direktdetektion, som en homodyn-mätning eller som en heterodyn-mätning. Även om dessa tekniker i grunden också är kvantmekaniska så kan de beskrivas med en semiklassisk teori och ses därför som klassiska. En definition av villkor som bör vara uppfyllda för att en laserradar ses som ett klassiskt system finns i [43]:

- Det utsända ljuset är klassiskt
- Laserstrålens propagering till och från målet kan beskrivas med linjär diffraktion.
- Reflektionen från målet kan beskrivas med en multiplikativ faktor för det elektromagnetiska fältet.
- Mottagaren använder direkt-, homodyn- eller heterodyn-detektion.

Laserradarsystem som inte kan beskrivas med klassisk optik ses som kvantoptiska. Det finns dock system som inte uppfyller alla dessa villkor som fortfarande inte betraktas som kvantoptiska, till exempel bryter system som mäter våglängdsförändring på grund av fluorescens mot det tredje villkoret men ses ändå som klassiska.

En indelning i tre olika typer av kvantoptiska laserradarsystem görs i [43]:

- Typ I. System som skickar ut kvantmekaniska tillstånd, till exempel pulser med ett bestämt antal fotoner.
- Typ II. System som skickar ut en klassisk laserstråle mot målet men använder detektionsmetoder som behöver behandlas kvantmekaniskt.
- Typ III. System som använder intrasslade tillstånd ("entangled states").

Den här studien behandlar tekniker som kan användas i system för mätningar på avstånd och framförallt bildalstrande system. För att begränsa studiens omfattning gjordes en avgränsning att bara tekniker kan användas på avstånd större än 10 m beaktas. De intressantaste avstånden bedöms vara från 100 m upp till 10 km avstånd mellan sensorn och det betraktade objektet.

För att uppskatta de minimala förlusterna i ett laserradarsystem studerar vi här ett skannande system med fokuserad laserstråle. Vi antar att atmosfärsförlusterna kan försummas. Under dessa antaganden kommer all utsänd strålning träffa målet. Om vi antar att målet är en perfekt diffus reflektor så sprids all inkommande strålning i olika riktningar enligt Lamberts cosinus-lag. Från en enkel geometrisk betraktelse finner vi att för diffust reflekterande mål så är den maximala insamlade delen av den utsända effekten

$$\eta = \frac{\pi d^2}{4} \frac{1}{\pi r^2} = \frac{d^2}{4r^2}, \quad (6)$$

där d är aperturdiametern på insamlingsoptiken och r är avståndet från målet till insamlingsoptiken. I relevanta system är $d/r < 10^{-2}$ och oftare 10^{-3} - 10^{-5} (till exempel motsvarar 10 cm apertur på 1 km avstånd 10^{-4}). Även i ett idealt system där all sändareffekt är fokuserad på det 100 % diffust reflekterande målet och utan atmosfärsdämpning och systemförluster är dämpningen i systemet 46 till 106 dB. För retroreflekterande mål kan lägre dämpningar vara möjliga, men även här handlar det om betydande dämpning.

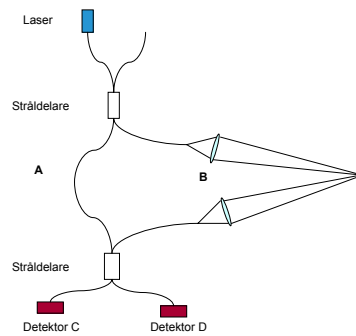
Detta utesluter en rad kvantoptiska avbildningsmetoder som har mycket intressant prestanda i mikroskopitillämpningar, men som inte tål de höga förluster som inte går att

undvika i ett laserradarsystem. Det går att teoretiskt bevisa att kvantoptiska laserradarsystem av typ I aldrig kan uppnå prestanda som är mer än obetydligt bättre än ett klassiskt system under förhållanden med höga förluster [43]. Vi kommer därför inte att behandla den typen av system annat än i förbigående.

3.1 Kvantoptiska laserradarsystem

3.1.1 Klassisk laserradar

Koherenta laserradarsystem med homodyndetektion är den typ av laserradarsystem som närmast kan jämföras med de kvantoptiska systemen och är därför den typ av laserradarsystem som diskuteras här. Homodyndetektion mäter förutom intensiteten även faser på den elektromagnetiska våg som utgör laserstrålningen. Detta görs genom att dela upp laserstrålen i två delar där ena delen får gå en referensväg och den andra delen används för mätningen. Referensstrålen kallas ofta lokaloscillator. När strålen som reflekterats från målet sedan blandas med lokaloscillatorn kan skillnaden i fas mellan de två vågorna mätas, som illustrerat i Figur 15. Figuren visar en Mach-Zehnder interferometer eftersom fiberbaserade system oftast byggs på det sättet och den är något enklare att rita än den funktionellt analoga Michelson-interferometern.



Figur 15. Skiss av ett fiberbaserat koherent laserradarsystem. Ljuset kommer fördelas på detektor C och detektor D beroende på skillnaden i optisk väglängd för väg A och B.

En analys av systemet enligt klassisk optik är enkelt gjord. Ansätt att lasern sänder ut en elektromagnetisk våg enligt

$$E = Ae^{i\omega t}, \quad (7)$$

där A är amplituden på det utsända fältet. Detta tillstånd kommer ha intensiteten $I_L = A^2$. Med en 50/50-stråldelare som fördelar effekten jämt mellan de två vägarna så är fälten som träffar den andra stråldelaren $E_A = \sqrt{T_A/2} Ae^{i(\omega t + \varphi_A)}$ och

$E_B = \sqrt{T_B/2} Ae^{i(\omega t + \varphi_B + \pi/2)}$, där T_A och T_B är effekttransmissionen i de båda strålgångarna samt φ_A och φ_B fasskiftet längs samma vägar. FASFaktorn $\pi/2$ kommer från fasskiftet i stråldelaren. De elektromagnetiska fälten från de två strålgångarna blandas vid den andra stråldelaren och intensiteten som skapas när de interfererar detekteras på de två detektorerna blir

$$I_C = \frac{1}{4} I_L \left[T_A + T_B + 2\sqrt{T_A T_B} \cos(\varphi_A - \varphi_B) \right] \quad (8)$$

och

$$I_D = \frac{1}{4} I_L \left[T_A + T_B - 2\sqrt{T_A T_B} \cos(\varphi_A - \varphi_B) \right]. \quad (9)$$

Den totala transmitterade effekten som når den andra stråldelaren är $I_T = I_L (T_A + T_B) / 2$. Om båda strålgångarna är förlustfria ($T_A, T_B = 1$) så kommer detektorsignalerna variera mellan 0 och I_L , med förluster i systemet så varierar signalerna runt en DC-nivå.

Subtraktion av signalerna från de två detektorerna kan användas för att eliminera det konstanta bidraget från de separata vägarna och bara studera korskorrelationen. Den detekterade skillnadssignalen beräknas enligt

$$M = I_C - I_D = I_L \sqrt{T_A T_B} \cos(\varphi_A - \varphi_B) \quad (10)$$

Eftersom väg A hålls konstant kommer varje ändring i väg B ge en ändring av faser på den uppmätta signalen. Om ytan som laserstrålen reflekteras mot har en hastighet så översätts den till en frekvens på skillnadssignalen.

Ett koherent laserradarsystem är användbart även mot stillastående mål. Med en fasmodulator i referenskanalen och en lock-in förstärkare på detektorsignalen så kan reflektansen på målet mätas med mycket hög känslighet. För att ytterligare öka känsligheten kan man sätta in en fiberförstärkare i den kanal som reflekteras mot målet. FOI och tidigare FOA har en lång tradition av verksamhet inom området. Till exempel har man studerat multifunktionssystem för att mäta avstånd och hastighet med en frekvensmodulerad laser [44]. Man har även mätt vibrationer genom att sätta en akustoptisk frekvensskiftare i ena kanalen och sedan studera mikro-dopplerskift runt denna frekvens på detektorsignalen [45]. I system där man genom en frekvensskiftare skapar en bärvåg på den detekterade signalen används ofta bara en detektor på mottagarsidan istället för att titta på differensen mellan de två kanalerna som i exemplet.

För att förenkla ekvation (10) så kan vi definiera $\varphi = \varphi_A - \varphi_B$ och amplituden på svävningen till I_S . Skillnadssignalen kan då skrivas

$$M(\varphi) = I_S \cos(\varphi). \quad (11)$$

Det är uppenbart att det går att justera interferometern så att skillnadssignalen M varierar från $-I_S$ till $+I_S$. Perioden för skillnadssignalen är 2π och motsvarar en förändring av skillnaden i optisk våglängd om en våglängd. Våglängden är alltså markeringarna på vår "linjal" som vi mäter avståndet med och definierar upplösningen enligt Rayleigh-kriteriet. Dock så kan man mäta faser och därmed avståndet noggrannare än så.

Antag att vi justerar interferometern så att vi har en arbetspunkt vid $\varphi = \pi/2$ där $M=0$ och "lutningen" på M -kurvan är starkast. Lutningen kan då för små avståndsändringar beräknas från

$$\frac{\Delta M}{\Delta \varphi} = \frac{\partial M}{\partial \varphi} = I_S \sin(\varphi), \quad (12)$$

Detta kan omformuleras som

$$\Delta \varphi = \frac{\Delta M}{I_S \sin(\varphi)}. \quad (13)$$

Utrycket (13) definierar då hur noga vi kan mäta fasförändringar och därmed förändringar i avståndet till det objekt som laserstrålen reflekteras mot. Om man inte tar hänsyn till kvantoptiken skulle det vara möjligt att mäta ändringen i intensitet ΔM och därmed även fasförändringen $\Delta \varphi$ med godtycklig noggrannhet.

Från en kvantmekanisk utgångspunkt är det dock inte möjligt att mäta med oändlig precision utan en Heissenberg-liknande osäkerhetsrelation för fotonantal och fas definierar en osäkerhetsbox med en minimal area enligt

$$\Delta n \Delta \varphi \geq 1, \quad (14)$$

där intensiteten och därmed skillnadssignalen M är proportionell mot fotonantalet n .

Om man studerar en laserstråle under ett tidsintervall som är kortare än koherenstiden för lasern så kan laserintensiteten beskrivas som ett koherent tillstånd $|\alpha\rangle$. Den så kallade Dirac-notation som här används för att beskriva de kvantoptiska tillstånden finns förklarad i [46]. Ett koherent tillstånd är definierat enligt

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle, \quad (15)$$

där $|n\rangle$ är ett nummertillstånd, dvs. ett kvantoptiskt tillstånd som innehåller exakt n antal fotoner i den aktuella moden. Om man mäter ett koherent tillstånd med en detektor kommer väntevärdet för antalet uppmätta fotoner att vara $\langle \hat{n} \rangle = |\alpha|^2$ och standardavvikelsen $\Delta \hat{n} = |\alpha| = \sqrt{\langle \hat{n} \rangle}$. Det koherenta tillståndet är vad man brukar kalla hagelbrusbegränsat. Hagelbruset som ingår i beskrivningen av ett klassiskt system är alltså en kvantoptisk effekt.

Genom att använda osäkerheten i antal för ett koherent tillstånd och osäkerhetsrelationen får vi

$$\Delta \varphi = \frac{1}{\sqrt{n}}, \quad (16)$$

vilket är den fundamentala begränsningen i en förlustfri interferometer som har en ingångsport öppen [47].

Samma resultat återfås genom att sätta in osäkerheten i intensitet från hagelbruset i (13) med $I_S = nI_0$. I fallet med förluster i systemet så beräknas mätfelet enklast från (13) genom att sätta in hagelbrusbegränsningen i systemet enligt

$$\Delta \varphi = \frac{\sqrt{I_T}}{I_S \sin(\varphi)} = \frac{\sqrt{I_0(T_A + T_B)}}{\sqrt{2I_L T_A T_B}}, \quad (17)$$

där det antas att interferometern är balanserad så att $\varphi = \pi/2$. I ett verkligt laserradarsystem är T_A nära 1 och T_B ett väldigt liten. För att kunna skicka stor effekt mot målet utan att få så stark lokaloscillator att man bränner detektorn använder man därför ofta en första stråldelare som inte är 50/50 eller en förstärkare i kanalen som går mot målet.

Om vi vill kunna mäta faser noggrannare så ser vi från (14) att en ökning av osäkerheten i intensitet samtidigt som produkten är minimal skulle ge en bättre fasmätning. Eftersom det är omöjligt att ha en osäkerhet i antalet som är större än antalet så är den teoretiska gränsen

$$\Delta \varphi = \frac{1}{\Delta n} = \frac{1}{n}, \quad (18)$$

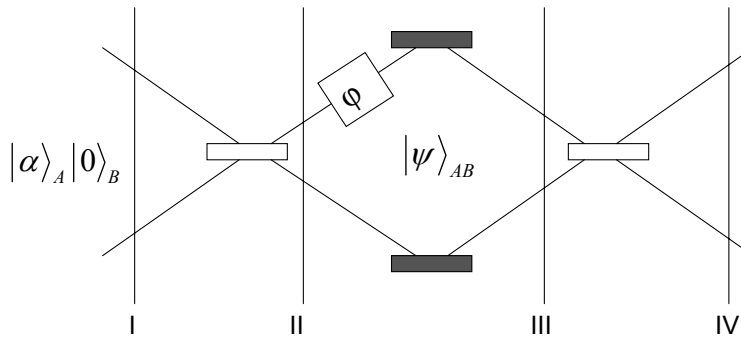
kallat Heissenberg-begränsning (HL).

Ett sätt att teoretiskt uppnå HL är att använda N fotoner i ett superpositionerat tillstånd av att antingen alla fotoner går den ena vägen eller att alla fotoner går den andra vägen, $|N, 0\rangle + |0, N\rangle$ ofta kallat $N00N$ -tillstånd. Detta är ett system av typ I.

Interferometern kan då utföra mätningar med en upplösning som om fotonerna hade våglängden λ / N [47]. En intressant iakttagelse är att detta även gäller spatiell upplösning och att det därmed är möjligt att slå diffraktionsbegränsningen med hjälp av fotonupplösande detektorer. Problemet är dock att inte bara ändringen i fas multipliceras med N , utan även dämpningen då alla N fotonerna måste nå fram. Detta gör att redan för 3 dB förluster i ena armen är noggrannheten inte längre bättre än för den klassiska interferometern [48].

3.1.2 Superupplösning med fotonräknande detektorer

Att praktiskt uppnå superupplösning, där mätningen är noggrannare än hagelbrusbegränsningen, är inte så lätt i system där förlusterna är stora. Det är dock möjligt att dra nytta av fenomen liknande dem i systemet med $N00N$ -tillstånd även i typ II-system där klassiska makroskopiska laserpulser sänds ut och bara en lite andel av fotonerna kommer tillbaka till detektorn.



Figur 16. En interferometer som den oftast beskrivs inom kvantoptiken där de inkommande strålarna är ett koherent tillstånd samt en vakuummod.

För att tåla de höga förluster som normalt förekommer i ett laserradarsystem krävs det att man i systemet kan skicka ut laserpulser med icke försumbar energi och ta emot en mycket lägre energi. Ideala laserpulser kan beskrivas som koherenta tillstånd enligt ekvation (15), och kan till en bra approximation genereras av en singelfrekvenslaser. En metod av typ II som teoretiskt ger superupplösning med utsänt klassiskt ljus finns beskriven i ref [49]. I en balanserad interferometer enligt Figur 16 kan tillståndet vid linjen III beskrivas av

$$|\psi\rangle_{AB} = \left| \alpha e^{i\varphi} / \sqrt{2}, \alpha / \sqrt{2} \right\rangle = e^{-\bar{n}/2} \sum_{n,m=0}^{\infty} \frac{(e^{i\varphi} \sqrt{\bar{n}/2})^n (\sqrt{\bar{n}/2})^m}{\sqrt{n!m!}} |n, m\rangle, \quad (19)$$

där $\alpha = \sqrt{\bar{n}}$ med $\bar{n}$ som det medelantalet fotoner i pulsen och där en i sammanhanget irrelevant fastterm har satts till noll. Från det här tillståndet skulle $N00N$ -tillstånd med olika N kunna extraheras med en faskänslighet enligt $e^{iN\varphi}$. Eftersom endast en mycket liten del av pulserna vid mottagaren skulle vara $N=N$ -tillstånd skulle visibiliteten bli låg och noggrannheten i fasmätningen därmed bli sämre än med en klassisk mätning.

Om man däremot skulle utnyttja alla olika kombinationer av antal fotoner i de olika vägarna, något som kan beskrivas med operatoren

$$\hat{\mu}_{AB} = \sum_{M, M'=0}^{\infty} |M', M\rangle \langle M, M'|, \quad (20)$$

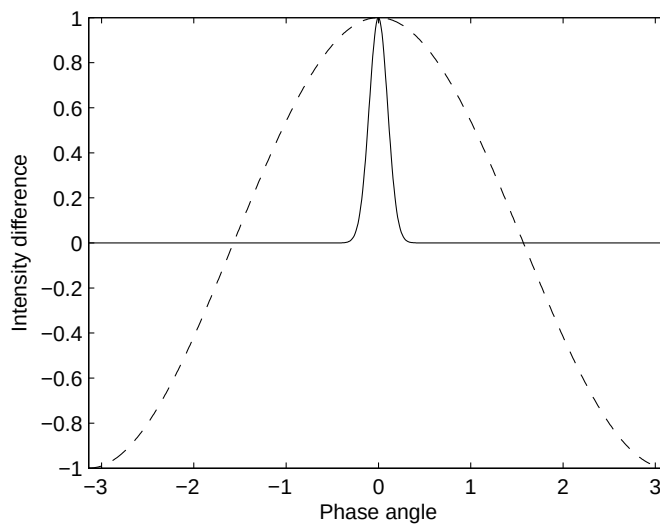
så är det möjligt att nå superupplösning i en liten del av rymden av möjliga fäsförskjutningar. Intensitetsskillnaden mellan de två kanalerna blir då

$$\langle \hat{\mu}_{AB} \rangle = {}_{AB} \langle \Psi | \hat{\mu}_{AB} | \Psi \rangle_{AB} = e^{-2\bar{n} \sin^2(\varphi/2)}. \quad (21)$$

Känsligheten kan uttryckas via

$$\Delta\varphi_\mu^2 = \frac{e^{4\bar{n} \sin^2(\varphi/2)} - 1}{\bar{n}^2 \sin^2 \varphi}, \quad (22)$$

En jämförelse mellan denna mätning för $\bar{n}=100$ och en ”klassisk” interferometer görs i Figur 17, där det är tydligt att signalen varierar snabbare med faser för det fotonräknande systemet. En serieutveckling av (22) runt noll fasskift ger att mätningen här når hagelbrusbegränsningen. Vid en serieutveckling för små vinklar kan man approximera ekvation (21) med en gaussfunktion med bredden $1/\sqrt{\bar{n}}$, vilket visar att med 100 mottagna fotoner så uppnår man 10 gångers superupplösning.



Figur 17. Intensitetsmätning enligt ekvation 20 (heldragen linje) jämfört med en ”klassisk” interferometer (streckad linje).

Om man byggde ett system med denna typ av detektion och ett servosystem som styrde en justerbar fäsfördröjning i referenskanalen så att man hela tiden rörde sig runt den optimala punkten skulle högre mät noggrannhet än i klassiska system kunna uppnås. Framförallt skulle detta vara intressant när signalnivån är låg, runt 100 fotoner per tidssampel mottaget, och det inte går att öka sändareffekten mer.

Det är möjligt att implementera denna mätning med bara en paritetsoperator [49], vilket i framtiden kanske kan göra detta till en praktiskt användbar metod även om det än så länge är långt kvar dit.

3.1.3 Högupplöst avbildning med injicerat ”klämt” vakuum, faskänslig förstärkning och homodynmätning.

Ett annat laserradarkoncept av typ II utnyttjar faskänslig förstärkning och icke-klassiskt klämt vakuum i kombination med en mjuk apertur och homodyndetektion för att nå hög upplösning utan sidlobar på punktspridningsfunktionen (PSF) och hög känslighet [43]. Metoden är intressant eftersom alla delmoment i princip kan realiseras med dagens teknik, till exempel har DARPA visat intresse för utveckla system [4]. Klämda vakuumbestand kan också användas för att skapa extremt känsliga interferometrar för detektion av gravitationsvågor, t.ex. det extremt känsliga instrumentet GEO 600 [50].

Vi går igenom de olika delmomenten i tur och ordning, och vi börjar med mjuk apertur.

3.1.3.1 Mjuk apertur

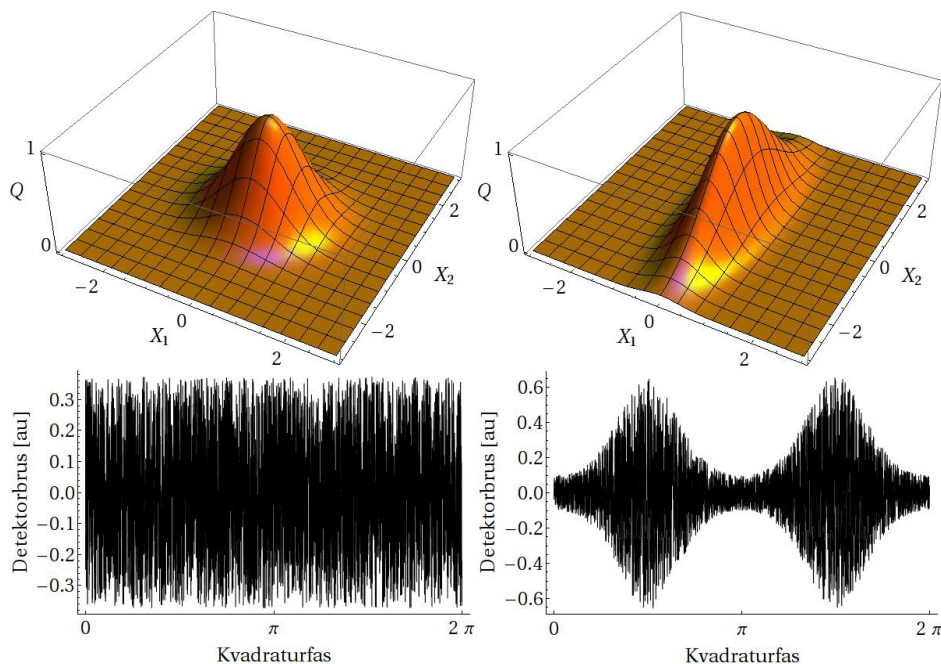
I en normal LADAR används hela aperturen, vilket leder till en diffraktionsbegränsad PSF med välbekanta Airymönster vilket begränsar den avbildande upplösningen i det optiska systemet. En mjuk apertur har en transmission som gradvis minskar från 100 % i centrum till 0 % vid aperturens ytterradie. Detta leder till en något bredare huvudlob i PSF:en än i fallet med en hård apertur, men den har inte de sidlobber som kännetecknar Airyfunktionerna.

Den radiellt beroende transmissionen hos en mjuk apertur undviker situationer där sidlobben från ett ljusstarkt objekt beläget vid sidan av centralaxeln tävlar med huvudlobben hos ett ljussvagt objekt på centralaxeln, vilket är en positiv egenskap som även kan nyttjas i vanlig LADAR.

Vid mottagarsidan motsvarar fjärrfältet av det reflekterande objektet fouriertransformen av dess reflektans. Den mjuka aperturen gör att höga spatiella frekvenskomponenter, vilka beskriver objektets finare detaljer, transmitteras med lägre effektivitet genom aperturen och minskar därmed den upplevda upplösningen jämfört med en hård apertur.

3.1.3.2 Injicerat ”klämt” vakuum

För att kompensera den spatiella filtreringen i den mjuka aperturen kan man ”återskapa de höga frekvenserna” med klämt vakuum [43]. Klämt vakuum är ett kvantoptiskt tillstånd där osäkerheten i fas och amplitud inte är symmetrisk.



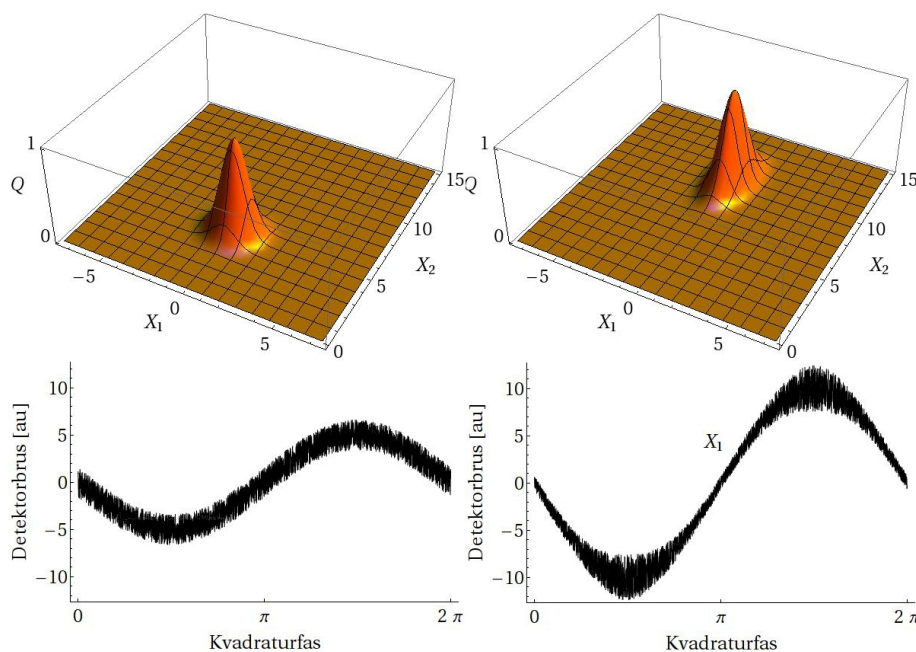
Figur 18. Här illustreras vakuumtillståndet (vänster) samt det klämda vakuumtillståndet (höger) och dess associerade brus. Övre raden visar en skalad (Q , eller Husimi-) sannolikhetsdistribution som funktion av fältkvadraturerna, Undre raden visar associerat (simulerat) brus i detektorssignalen. X_1 och X_2 motsvarar real- och imaginär-del av fältet. Kvadraturfasen kan väljas genom att ändra faser på lokaloscillatorn i en homodynmätning.

Enligt kvantoptiken är lägsta energinivån för ett ljusfält skild från noll. Den s.k. vakuumenergin, alltså energin för en mod i grundtillståndet, är $\hbar\omega_k/2$. Detta har till följd att det finns ett fundamentalt brus associerat med fältets grundtillstånd (även kallat vakuumtillstånd).

Enligt kvantmekaniken är det omöjligt att helt reducera bruset till noll. Det man däremot kan göra är att trycka ihop eller ”klämma” fältets grundtillstånd så att bruset blir fasberoende [51]. I Figur 18 representerar vi vakuumtillståndet och det klämda

vakuumtillståndet med en skalad sannolikhetsfördelning över de olika fältkvadraturerna. Vi visar, i samma figur, även det associerade fotodetektorbruset motsvarande dessa tillstånd.

För att skapa klämt vakuum används till exempel en icke-linjär kristall i en parametrisk process (degenererad nedkonvertering) där en pumplaserfoton konverteras till två fotoner med lägre energi, se Ref [52]. Klämt vakuum är sålunda ett tillstånd som innehåller fotoner.



Figur 19. Här illustreras effekten av en faskänslig förstärkare på en signal. Innan förstärkning (vänster) samt efter förstärkning (höger). Övre raden visar en skalad (Q , eller Husimi-) sannolikhetsdistribution som funktion av fältkvadraturerna. Nedre raden visar associerat (simulerat) brus i detektorsignalen. X_1 och X_2 motsvarar real och imaginär del av fältet. Kvadraturfas kan väljas genom att ändra fasan på lokaloscillatorn i en homodynmätning. Den förstärkta detektorsignalen för X_1 -kvadraturen visas längst ner till höger.

I den föreslagna metoden att förbättra upplösningen hos en LADAR, [53], används spatiellt bredbandigt klämt vakuum som blandas med signalen i en mjuk apertur. Detta får till följd att den låga brusnivån för det klämda vakuumet följer transmissionskurvan för den mjuka aperturen. Följaktligen kommer signal till brus-förhållandet att förbättras, framförallt för de höga spatiella frekvenserna. Det är i denna mening som de höga frekvenserna återskapas.

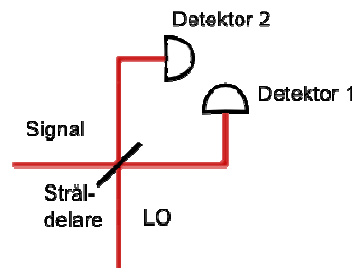
3.1.3.3 Faskänslig förstärkning

Faskänslig förstärkning av signalen kan ske i en icke-linjär process. Metoden att göra detta liknar den som används för att skapa klämt vakuum. Signal förstärks med en optisk parametrisk förstärkare i en icke-linjär degenererad nedkonverteringsprocess där en pumplaserfoton stimuleras till att excitera signalen och där fasan styrs av pumpfotonen (även ett idlerfält skapas, men det ignorerar vi här). Genom att variera fasan på pumpen kan således valfri kvadratur (fas) av signalen förstärkas. En illustration av faskänslig förstärkning visas i Figur 19. Brusförstärkningen är lägre än i fas-okänslig förstärkning.

Nyligen har forskare experimentellt förbättrat upplösningssmågan i ett avbildande system genom att utnyttja faskänslig förstärkning [54]. De lyckades urskilja två närliggande objekt som klassiskt inte kunde upplösas. Experimentet utfördes med en endimensionell detektorarray och är en intressant demonstration av styrkan hos faskänslig förstärkning.

3.1.3.4 Balanserad homodynsmätning

En vanlig fotodetektor mäter ljusets intensitet och ger därför endast information om fotonantal och dess olika moment. Detektion av en specifik kvadratur kräver homodyndetektion vilket vi diskuterade i 3.1.1, se Figur 20. Bruset hos lokaloscillatorn kan dölja icke-klassiska egenskaper hos signalen. God kvalitet hos 50/50 stråldelaren är viktigt för att mätningen ska understrycka bruset hos lokaloscillatorn och ge tillfredsställande resultat.



Figur 20. Homodyndetektion.

3.1.3.5 Högupplöst LADAR

Kombinationen av de tekniker vi har gått igenom i detta kapitel kan 10-faldigt förbättra den avbildande förmågan hos en LADAR. Simulering och illustrationer av tänkbara avbildningsscenarier finns i Ref. [43] och [53]. I dessa rapporter framgår det med tydlighet att ett objekt på stort avstånd kan avbildas med betydligt större noggrannhet än konventionella metoder. Denna metod att öka upplösningen hos en LADAR är intressant och en av få möjliga vägar framåt för tillämpning av kvantoptik i syfte att förbättra ett avbildande system. Tekniken är lovande, men den planerade experimentella uppställningen är relativt komplicerad, se Ref. [43]. Miniaturisering av uppställningen som presenteras den nyss nämnda referensen krävs för att skapa en mobil kvant-LADAR. Många andra tekniska lösningar krävs också för att nå reell framgång, t.ex. realistiska systemkonfigurationer för att klämt vakuum, faskänslig förstärkning och homodyndetektion ska vara linjerade i samma kvadratur. Den, på kort sikt, mest realistiska metoden att förbättra den avbildande förmågan hos en LADAR är att utnyttja faskänslig förstärkning. Enligt [53] har denna metod en större inverkan på förbättringen i bildkvaliteten än vad klämt vakuum har.

3.1.4 Kvantbelysning

Intrasslade tillstånd ("entangled states") är tillstånd för mer än en parameter där tillstånden är korrelerade så att det inte går att beskriva tillstånden separat. Detta medför att man för två intrasslade laserstrålar genom att mäta ett tillstånd för en laserstråle får information om vilket tillstånd en annan laserstråle befinner sig i. Ett typiskt exempel är strålningen från spontan parametrisk nedkonvertering där fotoner genereras vid slumpmässiga tidpunkter, men där man vet att om man mäter en signalfoton så finns det även en idlerfoton genererad vid samma tidpunkt. Kvantbelysning ("quantum illumination") är en kvantoptisk laserradaralgoritm av typ III som har föreslagits för känsliga mätningar [55].

Metoden bygger på att enstaka fotoner skickas ut och detektion genom upprepade mätningar sedan ska avgöra om det finns ett mål på ett visst avstånd i den riktning som fotonen skickades ut. En rigorös behandling av sannolikheter för detektion har visat att under förhållanden där det är stor frekvens på brus-/bakgrunds-fotoner och låg signal så krävs det färre mätningar för att uppnå en viss säkerhet i detektionen om man använder intrasslade tillstånd än om man använder en singelfotonkälla [56]. Orsaken till detta är att man med hjälp av det intrasslade tillståndet kan minska sannolikheten för att en brusfoton

tas för en signalfoton och därmed minska antalet signalfotoner som måste detekteras innan det med en viss sannolikhet kan sägas att moden innehåller något mer än brus.

Situationer där brusnivåerna är så höga att skillnaden blir betydande är dock ovanliga [43]. Det kan dock inte uteslutas att det finns situationer där den utsända effekten av någon anledning är begränsad till så låga nivåer att den förbättrade signal till brus-kvoten blir viktig. En uträkning har visat att den ytterliggare sändareffekt som krävs för att nå samma prestanda utan intrasslade fotoner är av storleksordningen mikrowatt [43], vilket i och för sig kan vara mycket jämfört med effekten som krävs med intrasslade fotoner.

Man kan också fundera på om precis samma förbättring som visats med kvantbelysning inte skulle kunna fås med tidskorrelation för klassiska ultrakorta pulser. De detektionssannolikheter som beräknas i [55] är i princip likvärdiga med vad man får för klassisk tidskorrelation med beräkningsmetoder liknande de i [57]. Om det kan visas att en klassisk tidskorrelation är allt som behövs så är kvantbelysning bara en metod för att implementera tidskorrelerad enfotonräkning som vi även diskuterar i avsnitt 3.2.2.

3.2 Kvasi-kvantoptiska laserradarsystem

I det här avsnittet behandlas system som inte kräver strikt kvantmekaniska beskrivningar, men som ändå skiljer sig ifrån klassisk laserradarteknik på en eller flera punkter. När metoderna först upptäcktes trodde man att kvantfenomen var nödvändiga och behandlade dem som kvantoptiska laserradarsystem av typ III, för att senare inse att det fungerar lika bra med en semiklassisk beskrivning av korrelation i tids- eller rums-domän.

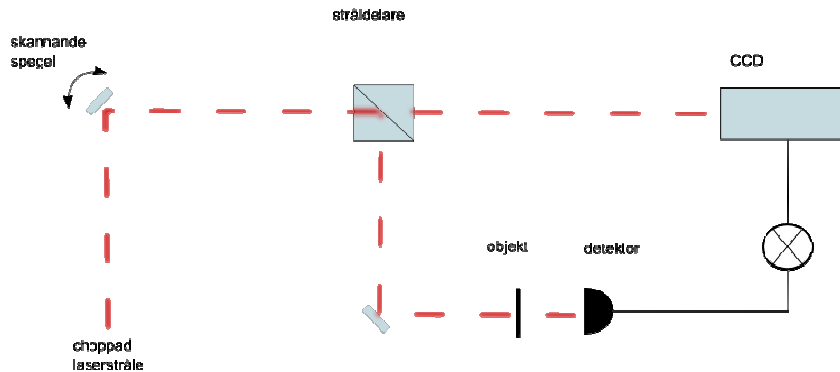
3.2.1 Spöklik avbildning

Spöklik avbildning (eng, ghost imaging) är en ny icke-klassisk metod för avbildning av objekt [58]. Det avbildande systemet består av två delsystem, ett där objektet är placerat och ett där det optiska avbildningssystemet är lokaliserat. De två systemen är rumsligt separerade från varandra och i objektsystemet finns ingen avbildande optik. Trots den rumsliga separationen kan objektet avbildas med hög kvalitet.

Ett flertal mer eller mindre praktiska tillämpningar av spöklik avbildning har föreslagits, till exempel fjärrdetektion, där objekt kan identifieras med hjälp av en enkel detektor och där t.ex. en CCD-kamera är särskilt från objektet [59].

Låt oss titta på ett typiskt scenario: en ljusstråle delas upp i två strålar där den ena strålen direkt träffar en CCD-kamera, och den andra belyser ett objekt, se Figur 21. Objektet antas vara en absorberande skiva med hål i. Ljus transmitteras genom objektet och samlas upp av en lins och detekteras i fokalplanet av en rumsligt fixerad punktdetektor.

Ljuset som träffar CCD-kameran har i sig ingenting att göra med objektet man vill avbilda och om man betraktar bilden på en monitor ser man ingenting mer än ett tvärsnitt av ljuset som träffar CCD-kameran. I objektsystemet finns ingen rumslig information alls eftersom detektorn är punktlig och fixerad. För att skapa en bild av objektet används information från punktdetektorn för att vikta informationen från CCD-kameran (i det enklaste fallet betyder det: slå av eller på). Med andra ord: punktdetektorn väljer ut vilket ljus som ska registreras från CCD-kameran och resultatet blir en skarp ”spöklik avbildning” av objektet. Bilden av objektet, eller kanske snarare informationen om objektet, ligger alltså i den rumsliga korrelationen hos ljuset mellan de två optiska systemen.



Figur 21. Illustration av ett enkelt skannade lasersystem. Objektet avbildas i CCD kameran genom att utnyttja rumsliga korrelationer hos laserstrålen. I detta enkla fall kan man säga att detektorsignalen grindar CCD kameran.

Vid en första anblick kan det tyckas märkligt att ljus som aldrig passerar genom, eller reflekteras av ett objekt kan användas för att avbilda ett objekt, därav begreppet ”spöklik avbildning”. Men det finns ännu ett skäl till varför denna term ”spöklik avbildning” används. I ett ursprungligt experiment som lade grunden för denna nya metod användes icke-klassiskt ljus i form av parametriskt nedkonverterade fotoner från en icke-linjär kristall. Experimentet ”ghost interference” förklarades som en kvantmekanisk icke-lokal effekt eftersom ljuset bestod av intrasslade fotonpar utan klassisk motsvarighet [58]. Tidiga experiment på, och även förklaring av, spöklik avbildning var baserade på detta tidiga interferensexperiment. Senare repeterades dessa experiment med klassiskt ljus, vilket visar att spöklik avbildning inte är en kvantmekanisk effekt [60]. Essensen av spöklik avbildning ligger i den rumsliga korrelationen hos ljuset mellan de olika delsystemen och både klassiskt ljus och kvantmekaniskt ljus kan ha rumsliga korrelationer.

I detta kapitel försöker vi beskriva hur korrelation mellan två optiska delsystem är tillräcklig för att ”spökligt avbilda” ett objekt. En mer korrekt term på detta fenomen skulle vara ”avbildning medelst rumslig korrelation”.

3.2.1.1 Skannande lasersystem

Låt oss studera det konceptuellt enklaste systemet som uppfyller kriterierna för ”spöklik avbildning”. Vi börjar med en intuitiv modell, vilken vi senare beskriver teoretiskt.

En kollimerad smal laserstråle delas upp i två vägar, A och B. I väg A finns ingenting förutom en CCD-kamera. I väg B finner vi objektet vi önskar avbilda, och bakom detta en rumsligt fixerad detektor, se Figur 21. För att ”emulera” intrasslade fotonpar kan stälarna ”choppas” upp i kortare pulser och dessutom kan en spegel som slumpmässigt ändrar riktning hos ljuset innan det delas upp användas [60]. Om ljuset, som har ett ”knivskarpt” tvärsnitt, träffar detektorn bakom objektet vet vi att det passerade genom ett av hålen hos objektet. Om ljuset träffar den absorberande skivan kommer följaktligen inget ljus fram till detektorn. Således kan detektorn grinda CCD-kameran och en bild av objektet skapas. Detta är essensen av spöklik avbildning.

På en mer teoretisk förklaringsnivå med notation enligt Ref. [61]: Låt $M(x)$ vara en funktion som beskriver objektets ”mask”. Låt $S_i^M(x)$ vara det i :te ”mönstret” av (den i :te) laserpulsens intensitetsprofil på objektet. Den resulterande intensiteten på den rumsligt fixerade punktdetektorn ges av integralen

$$w^{(i)} = \int dy M(y) S_i^M(y). \quad (23)$$

Intensiteten på CCD-kameran är nu konditionerad med denna vikt faktor och kan beskrivas enligt

$$I(x) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w^{(i)} S_i^C(x), \quad (24)$$

där $S_i^C(x)$ är intensitetsprofilen hos ljuset som faller på CCD-kameran. Eftersom ljuset är korrelerat gäller det enkla sambandet $S_i^M(x) = S_i^C(x)$ och intensiteten på CCD-kameran ges av

$$I(x) = \int dy M(y) \langle S(y) S(x) \rangle, \quad (25)$$

där $\langle S(y) S(x) \rangle$ är ett medelvärde som löper över alla i .

I fallet med en (slumpvis) skannande laser, är sambandet för vikten $w(i)$ enkel eftersom ljuset antingen transmitteras eller absorberas:

$$w^{(i)} = \begin{cases} 1, & \text{laserstrålen träffar ett hål hos objektet} \\ 0, & \text{laserstrålen absorberas av objektet} \end{cases} \quad (26)$$

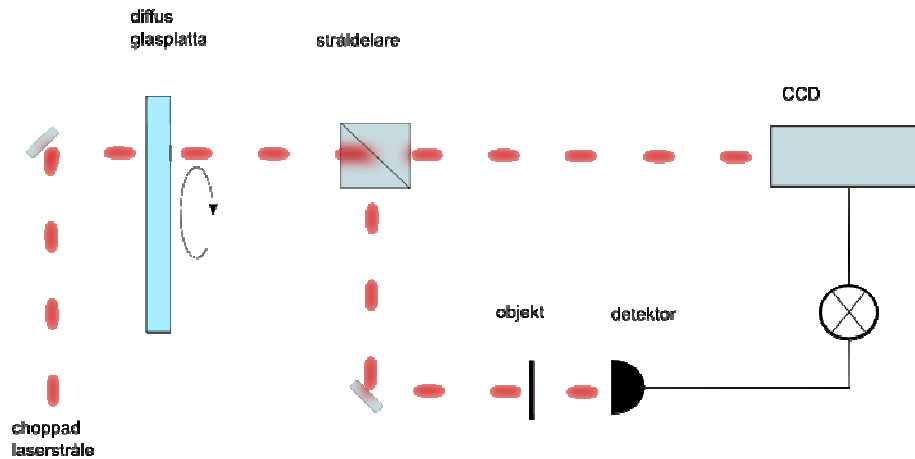
vilket implicerar att $\langle S(x) S(y) \rangle$ liknar en "skalad Dirac-distribution" och intensiteten på CCD-kameran ges av

$$I(x) = \int dy M(y) \delta(x - y) K = M(x) K, \quad (27)$$

alltså en bild av objektet skalad med en faktor $0 < K < I$.

Spöklik avbildningen kan betraktas som viktffaktorer av olika "mönster" av infallande ljus på CCD-kameran. Detta leder oss raskt in på spökliga avbildningar med kvasitermiskt ljus.

3.2.1.2 Kvasitermiskt ljus



Figur 22. Illustration av ett system som utnyttjar kvasitermiskt ljus för att göra "spöklik avbildning".

Laserljus som transmittats genom en diffus glasplatta är ett exempel på s.k. kvasitermiskt ljus som om det faller på en skärm kommer att uppvisa ett speckle-mönster. Om glasplattan står stilla har vi ett statiskt speckle-mönster, om glasplattan roterar har vi ett dynamiskt speckle-mönster med en kontrollerbar koherenstid. Speckle-storleken beror på laserstrålens diameter samt avståndet från glasplattan. Här diskuterar vi endast fallet där den genomsnittliga speckle-storleken är betydligt mindre än objektet vi vill avbilda.

Den experimentella uppställningen är i detta fall snarlik den som diskuterades i förra avsnittet, men istället för en spegel som skannar av objektet har vi en diffus glasplatta som ger kvasitermiskt ljus, se Figur 22. Plattan roterar så att objekt och CCD-kamera belyses av korrelerade mönster. Intensitet i punktdetektorn låter vi nu vara en viktffaktor till CCD-kameran.

Genom att summera speckle-mönster på CCD-kameran med olika vikt, kommer tillslut en skarp bild av objektet att växa fram. Intensiteten på CCD-kameran ges av

$$I(x) = \int dy M(y) \langle S(y) S(x) \rangle. \quad (28)$$

Funktionen $\langle S(x) S(y) \rangle$ kan här uttryckas i termer av en centrerad rumslig autokorrelationsfunktion $C_S(x-y)$, vilket ger oss

$$I(x) = \underbrace{\int dy M(y) C_S(x-y)}_{\text{innehåller bilden}} + \underbrace{\langle s \rangle^2 \int dy M(y)}_{\text{brus}}. \quad (29)$$

Den första termen är den intressanta, den innehåller den spöklika bilden, den andra termen är en ren brusterm som kan filtreras bort [61]. Om speckle-storleken är väldigt liten kan $C_S(x-y)$ approximeras med en skalad Dirac-distribution och följaktligen har vi

$$I(x) = M(x) + \text{noise}, \quad (30)$$

alltså en spöklik avbildning.

3.2.1.3 Intrasslade fotoner

I en degenererad parametrisk nedkonvertering kommer en pumpfoton spontant att omvandlas till en signalfoton och en idlerfoton vilka emitteras i samma (motsatta) vinklar enligt fasmatchningsvillkoret

$$\mathbf{k}_{\text{pump}} = \mathbf{k}_{\text{signal}} + \mathbf{k}_{\text{idler}}. \quad (31)$$

Om vi preparerar ljuset i ett sådant tillstånd har vi en stark rumslig korrelation. En foton som detekteras i ett visst läge ger oss information om var den andra fotonen befinner sig, med $\sim 100\%$ säkerhet. Analysen av spöklika avbildningar är i övrigt identisk med den för skannande laserstrålar.

3.2.1.4 Tillämpningar

Några tillämpningar av spöklik avbildning är fjärrdetektion, där objekt kan identifieras med hjälp av en enkel detektor [59]. Spöklik avbildning genom turbulent atmosfär har visats i laboratorium där turbulens motsvarande $C_n^2 \sim 10^{-12}$ - 10^{-9} (kraftig turbulens) simulerades med hjälp av värmeelement. Resultaten visar att avbildning med spöklik avbildning inte försämrades av turbulens [62]. Det är oklart hur detta experimentella resultat korrelerar med en teoretisk analys av ett liknande system som visar hur den spöklika avbildningen försämras av propagering genom turbulent atmosfär [63].

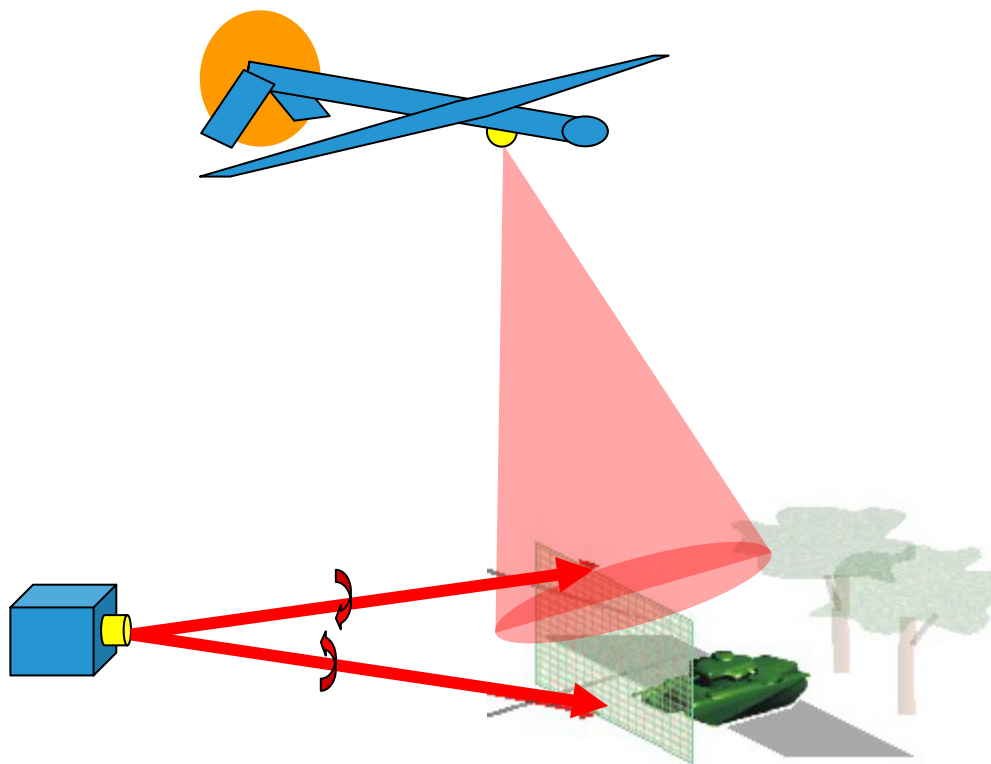
En annan tillämpning är s.k. ”compressive ghost-imaging-inspired imaging” där endast en optisk väg används [62]. Korrelationen i ljuset skapas artificiellt genom att laserljus passerar genom slumpmässiga mönster i en ”spatial light modulator” och bilden av objektet återskapas i en dator. Nyttan med denna metod bör noggrant undersökas och jämföras med andra system.

En intressant reell tillämpning är användning av icke-degenererade nedkonverterade fotoner. I detta scenario har ett fotonpar två olika våglängder. Spöklik avbildning kan i detta fall utnyttjas för att avbilda ett objekt med en våglängd och sedan ”läsa ut bilden” i annan våglängd. Ref. [64] har rapporterat avbildning av objekt placerade i en ljusstråle med våglängd 1550 nm och linssystem i en stråle med våglängd 810 nm.

I övrigt är spöklik avbildning ett område som har kantats av diskussion och där nyttan kan diskuteras. Essensen i metoden grundar sig i spatiella korrelationer som man hittar i skannande lasersystem, termiskt ljus samt hos intrasslade fotoner, men även andra kandidater finns [65].

3.2.2 Sub-Rayleigh avbildning

Tekniker som används för att komma runt de klassiska upplösningssgränserna kallas ofta sub-Rayleigh avbildning. I allmänhet är det inga kvantoptiska tekniker utan de har mycket mer att göra med skannande laserradar. Principen bygger på att en liten ljuspunkt som flyttar runt på målet inte behöver lösas upp av detektorn för att ge information om målet i just den punkten om positionen på ljuspunkten kan bestämmas ändå. Detta kan antingen ske genom att ett känt skannmönster används (Figur 23), genom icke-linjär tröskling i en matrisdetektor [66] eller genom att bestämma strålens position genom tyngdpunktsberäkning eller korrelation med detektorns punktspridningsfunktion i bilden. För att göra det hela intressant så måste alltså laserfläcken på målet vara mycket mindre än detektorns upplösningssförmåga. Ett scenario där detta är möjligt är ett bistatiskt system där detektorn sitter i ett högflygande flygplan eller UAV. Från detta avståndet kan det vara svårt att nå önskvärd upplösning med en laserradarsensor. Man kan då använda en laser i en liten billig lågflygande UAV, som det inte är en så stor förlust om den blir nerskjuten, för att belysa målet. Laserstrålens position kan antingen kommuniceras från den lilla UAVn eller beräknas från bilddata i sensorn. På detta sätt är det möjligt att slå upplösningssgränsen från den högflygande dyrare plattformen, utan att det egentligen är någon icke-klassisk fysik inblandad.

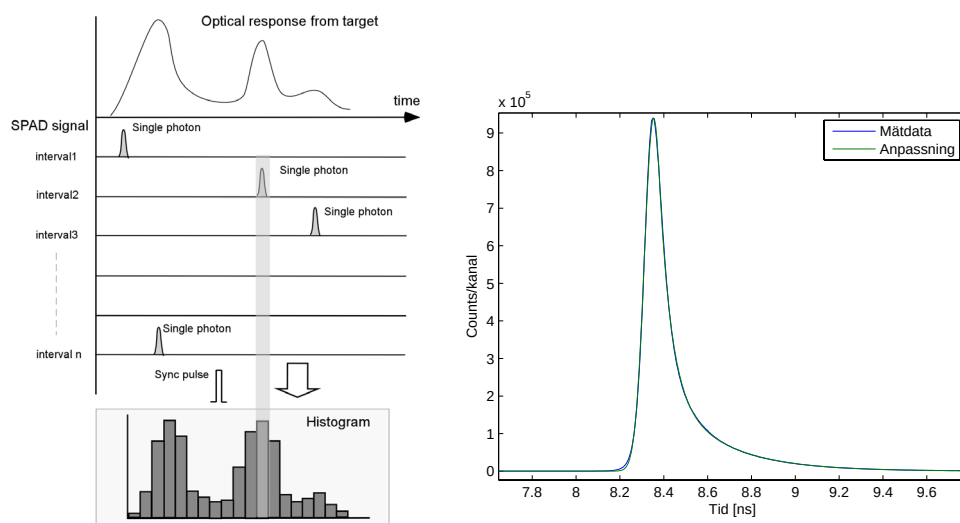


Figur 23. Belysare rasterskannar scenen medan den spridda strålningen detekteras selektivt utifrån sensorns synfält. Med kännedom om skannermönster kan en bild byggas upp.

3.2.3 Tidskorrelerad enfotonräkning

Vid tidskorrelerad enfotonräkning utnyttjar man det faktum att det med dagens teknik går att mäta ankomsttiden för en enskild foton med väldigt hög precision. Genom att bygga histogram av tiden från att en laserpuls har sänts ut till att en enfotondetektor klickar kan man bygga upp ett laserradarsvar som har högre bandbredd än vad som kan mätas med ett

system som samplar intensiteten på det reflekterade ljuset, som illustrerat i Figur 24. Med många insamlade fotoner är det också möjligt att uppnå mycket hög dynamik mellan de högsta och lägsta signalerna, högre än vad som kan uppnås i linjära laserradarsystem. Andra fördelar är att energin på de utsända laserpulserna är låg, vilket medför att mätningen inte röjer sig för målet och att lasrarna kan bli små. Det man offerar är att längre mättid krävs för att få bra signal till brus och att elektronik och databehandling blir något mer komplicerat. Ett tidigt försök gjordes med en enfotonkälla baserad på parametrisk nedkonvertering [67]. Detta har stor likhet med kvantbelysning som beskrivs i avsnitt 3.1.3, men den terminologin användes inte. Numera utnyttjas istället pikosekundpulser från olika typer av lasrar med konstant avstånd mellan pulserna. Det används ingen information som kräver ett äkta kvantoptiskt enfotontillstånd utan det viktiga är att sannolikheten att få tillbaka mer än en foton per utsänd puls är liten. Med flera fotoner per puls tillbaka skulle laserradarsvaret distorderas så att objekt längre bort skulle verka svagare än de är eftersom detektorn endast detekterar den första fotonen som kommer tillbaka. En makroskopisk laser puls ökar antalet detekterade fotoner, jämfört med att skicka ut enstaka fotoner, och minskar därmed tiden som krävs för en mätning.



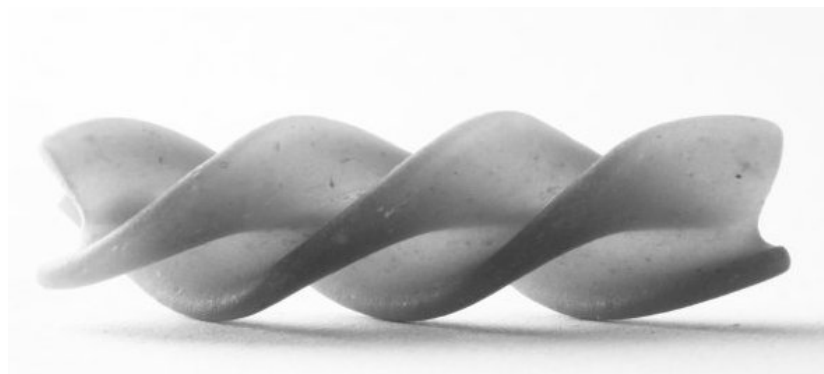
Figur 24. Till vänster en principbeskrivning av hur tidskorrelerad enfotonräkning bygger upp ett laserradarsvar och till höger systemsvaret från FOI:s nyaste system med en anpassning till en analytisk funktion. Systemsvaret har en bredd av 0.12 ns FWHM och nära 40 dB signal till bakgrunds faktor.

Den här tekniken används vid FOI sedan några år tillbaka för försök med högupplöst avståndprofilering [68-70]. Avbildning kan ske antingen genom skannande system [71], eller med matriser av fotonräknande detektorer [72,73]. Utläsningselektroniken för de matriser som finns idag klarar inte så hög tidsupplösning att de kan användas för avståndprofilering, utan här används tekniken framförallt för att öka känsligheten i en enstaka mätning.

4 Fotoner med banrörelsemängdsmoment

4.1 Bakgrund

Det har länge varit känt att ljus både har en linjär rörelsemängd samt ett rörelsemängdsmoment. Den linjära rörelsemängden är allmänt känd och manifesterar sig i konceptet våglängd genom relationen $p = h/\lambda$, där h är Plancks konstant. Linjär rörelsemängd kan rent mekaniskt flytta på objekt ungefär som en biljard kula som kolliderar med en annan kula.



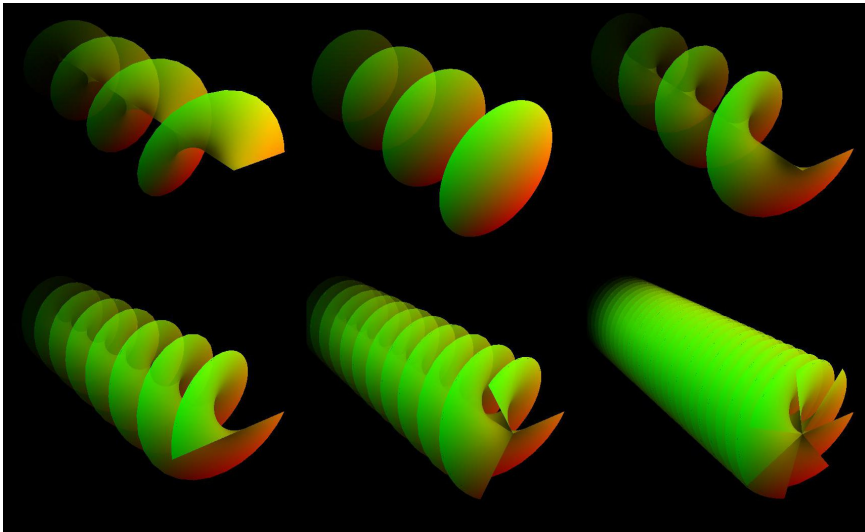
Figur 25. Fusilli pasta som här symboliserar fasfronutsvecklingen hos ljus som har banrörelsemängdsmoment. Kan du avgöra vilken topologisk laddning denna fusilli pasta har? Spelar det någon roll åt vilket håll fusilli pastan propagerar? [Bildkälla: www.free-photo-gallery.org/photos/fusilli-pasta-lying-down/]

Att ljus har ett rörelsemängdsmoment är också relativt känt, åtminstone bland fysiker, och många vet också att denna egenskap direkt relaterar till ljusets polarisation, se avsnitt 1.1. Vad som varit mindre känt är att rörelsemängdsmomentet, utöver det välkända interna spinnets, också har ett s.k. banrörelsemängdsmoment vilket är förknippat med ljusstrålens rumsliga egenskaper. Banrörelsemängdsmomentet är associerat med en azimuth vortexliknande fasstruktur hos ljusstrålen och ett enkelt sätt att karakterisera denna vortexstruktur är att räkna antalet " 2π " optiska faser i ljusstrålens tvärsnitt. Resultatet är ett heltal och kallas topologisk laddning och har tilldelats symbolen m . För att på ett intuitivt sätt förstå formen kan en fusilli pasta betraktas, se Figur 25. Tvärsnittet av fusilli pastan har tre "vingar", den har således en topologisk laddning $m=+3$.

Elektromagnetiska moder med en fas som varierar som en funktion av den azimuthala vinkeln ϕ är inte något nytt fenomen, ett exempel är den välkända "donut-moden". Orsaken bakom denna speciella form beror på fasens vortexstruktur, vilken är en manifestation av ljusets banrörelsemängdsmoment. En betydande mängd litteratur finns inom de överlappande forskningsfälten "vortexstrålar" [74], samt fältet singular optik [75]. Men konceptet banrörelsemängdsmoment är ändå relativt nytt och det var så sent som 1992 Allen *et al.* visade detta [76].

Ljus med banrörelsemängdsmoment kan utöva ett mekaniskt vridmoment, dvs. mekaniskt skruva och rotera på små objekt. Tillämpningar finns inom områden "optiska pincetter" där man vill fånga, flytta och rotera på nanopartiklar, levande celler, eller driva små mikromaskiner. Dessa applikationer är högst intressanta inom områden som biologi, kemi och nanoteknik [77], [78]. Ett annat område som ser tillämpningar av banrörelsemängdsmoment är kvantkommunikation. Inom detta forskningsområde är man ofta begränsad till ljusets tvådimensionella Hilbertrum (för dess polarisation). Användning av rörelsemängdsmoment ger tillgång till ett betydligt större Hilbertrum och introducerar

nya resurser exempelvis kvantmekanisk intrassling i högre dimensioner och kompaktare kodning av information [79], [80].



Figur 26. Illustration av olika fasfronter för ljus av vortexkaraktär. Översta raden motsvarar fält med topologisk laddning 1,0,-1. Undre raden motsvarar fält med topologisk laddning -2,-3,-7. Ett förtydligande: ytorna som visas i denna figur motsvarar lösningen till ekvationen $\cos(kz+m\phi)=0$.

Utöver tillämpningar i stora Hilbertrum eller nyttjande av det mekaniska rörelsemängdsmomentet, finns ett flertal användningsområden för topologiskt laddat ljus. En tillämpning som är synnerligen intressant är möjligheten att använda banrörelsemängdsmomentet för att konstruera en effektiv koronagraf. En koronagraf är ett instrument inom astronomi som bl.a. används för att detektera planeter utanför vårt solsystem genom att blockera det intensiva ljuset från den centrala stjärnan i det avlägsna planetsystemet. Denna tillämpning är intressant även utanför astronomin och vi återkommer till den senare i detta kapitel.

För en tidig och detaljerad review-artikel om banrörelsemängdsmoment, se Ref. [81]. För en mer pedagogisk framställning, se Ref. [82], en modernare läsvärd översikt med fokus på kvantmekaniska effekter, se Ref.[83].

4.1.1 Teoretisk introduktion

Att en ljusstråle som består av en ofantlig mängd fotoner kan ha ett rörelsemängdsmoment är kanske inte så svårt att acceptera, men att även en enda foton kan ha ett rörelsemängdsmoment kan vara lite svårare att inse. I en teoretisk beskrivning är det dock tydligt att det totala rörelsemängdsmomentet naturligt delar upp sig i en rumslig och en intern del, och det är ett faktum att denna beskrivning är giltig oavsett vilken excitation moden har (d.v.s. antalet fotoner).

Kvantmekaniskt representeras ett generellt rörelsemängdsmoment av en matematisk operator och av Heisenbers osäkerhetsrelation kan man bara specificera längd samt projektion på en axel av rörelsemängdsmomentet¹. Utan att fördjupa oss i detaljerna låter vi längden av banrörelsemängdsmoment beskrivas av talet l och projektion av detta längs propageringsaxeln av m . Det är ett kvantmekaniskt faktum att projektionen är begränsad till: $m=-l, \dots, -2, 1, 0, 1, 2, \dots, l$ och den totala längden ges av egenvärdet $\sqrt{l(l+1)}\hbar$. För spinnet, som också är ett rörelsemängdsmoment, gäller samma sak: projektionen av spinnet på propageringsaxeln (kallad helicitet och symboliserad med σ) är begränsad och kan

¹ Ett klassiskt rörelsemängdsmoment specificeras med längd och projektion på t.ex. x-,y- och z-axel. Se kurslitteratur för grundläggande kvantmekanik för redogörelse av det kvantmekaniska rörelsemängdsmomentet.

endast vara -1 eller 1. Det totala (projektions-) rörelsemängdsmomentet är alltså $(m + \sigma)\hbar$, där $\hbar$ är Plancks (reducerade) konstant.

Man kan visa att en lösning till den elektromagnetiska vågekvationen (i den paraxiala approximationen) kan skrivas på formen

$$u(r, \phi, z) \propto u_0(r, z)e^{im\phi} \quad (32)$$

där det azimuta beroendet $m\phi$ beskriver fältets specifika vortexliknande fasvariation. Detta azimuta beroende är således en konsekvens av banrörelsemängdsmomentets projektion på propageringsaxeln dvs. den topologiska laddningen m . Matematiskt är den topologiska laddningen definierad som kurvintegralen runt en fassingularitet, alltså

$$m = \frac{1}{2\pi} \oint_{\gamma} \phi_{fas} d\gamma \quad (33)$$

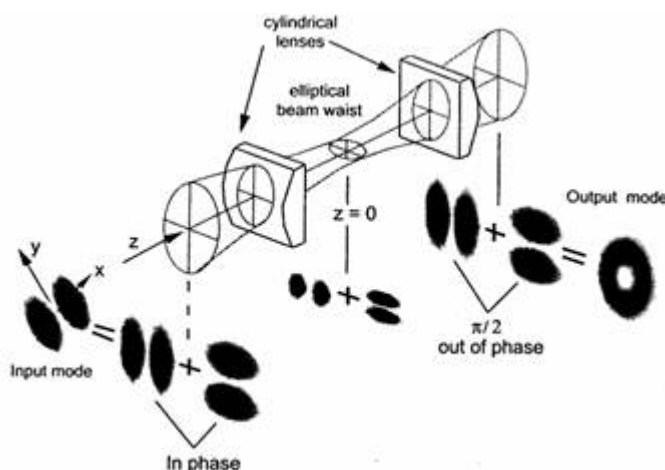
I centrum av en stråle med $m \neq 0$ är fäsen fullständigt obestämd. Detta leder till en destruktiv interferens, alltså en total utsläckning av ljusfältets intensitet och är i sin tur en viktig egenskap för en del av de tillämpningar vi kommer att diskutera senare i detta kapitel.

Värt att minnas från detta avsnitt: banrörelsemängdsmomentets projektion på propageringsaxeln är identisk med den topologiska laddning.

En liten varning angående notation: i litteraturen förekommer ofta varianten där betydelsen av l och m är omvänd, d.v.s. $l \leftrightarrow m$, men även andra symboler förekommer. Här anammar vi nomenklaturen att l svarar mot det totala banrörelsemängdsmomentet och m svarar mot projektionen av detta på en axel; detta för att belysa likheten med elementär kvantmekanik där denna notation är standard samt för att följa notationen i [83].

4.2 Alstring av ljus med banrörelsemängdsmoment

Det är relativt enkelt att skapa ljus med banrörelsemängdsmoment. Huvudsakligen finns tre olika sätt man kan gå tillväga, [84]: modkonvertering med astigmatisk optik, holografiska metoder eller med speciell optik som vi här kallar vortexplatta. I detta avsnitt diskuterar vi dessa tekniker, men vi börjar med att betrakta den generella modstrukturen hos laserljus och hur den är associerad med ljus som har banrörelsemängdsmoment.



Figur 27. En HG mod kan med hjälp av en modkonverterare enkelt konverteras till en LG mod som har ett banrörelsemängdsmoment. [Bildkälla: http://asaslab.mems.duke.edu/kurt_research.htm]

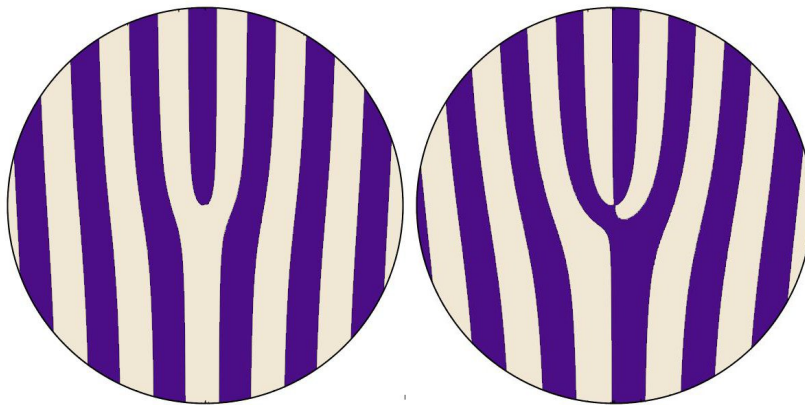
En vanlig laser genererar ljus som lämpligen beskrivs med Hermite-Gauss (HG) moder. HG-moderna är en komplett bas som med två index, i, j beskriver ljusets transversella struktur. HG-moder är praktiska i vissa symmetrier t.ex. i en laserkavitet där randvillkoren är rektangulära, men mindre praktiska i andra. För ljus med banrörelsemängdsmoment är vi i regel intresserade av cylindrisk symmetri och därför är Laguerre-Gauss (LG) moder smidigare att använda. LG moder har även de två index p, m . De två baserna kan beskrivas i termer av varandra och man kan visa att LG relaterar till HG enligt: $m = j - i$ samt $p = \min(i, j)$. LG_0^1 är alltså en superposition av två fasförskjutna HG-eigenmoder: $HG_{1,0} + i HG_{0,1}$. LG_0^1 beskriver ett fält där fotontillståndet har en topologisk laddning $m=1$.

4.2.1 Cylindriska linser

En gaussisk mod ($LG_0^0 = HG_{0,0}$) kan konverteras till LG_0^1 med en $\pi/2$ -modkonverterare, alltså astigmatisk optik där två identiska cylindriska linser är separerade med $\sqrt{2}f$ där f är lensens fokallängd, se Figur 27. För att få önskat resultat måste infallande ljus prepareras i en ren $HG_{1,0}$ mod linjerad 45° mot den astigmatiska optiken. Denna metod är väldigt effektiv, och man kan med nära 100% konvertera till önskad LG mod givet ett rent initialtillstånd.

Laserljus med banrörelsemängdsmoment kan även skapas direkt i en laserkavitet: moden LG_0^1 kan genereras i en laserkavitet där $HG_{1,0}$ och $HG_{0,1}$ är degenererade och faslåsta med hjälp av cylindriska linser [85].

Ur ett operationellt perspektiv kan man säga att modkonvertering med cylindriska linser är för banrörelsemängdsmomentet vad dubbelbrytning är för spinnet (polarisationen).



Figur 28. Gaffelhologram. Ljus i första diffraktionsordningen har topologisk laddning motsvarande skillnaden i antalet linjer ovanför respektive under singulariteten. Till vänster har vi $m=1$ till höger $m=2$.

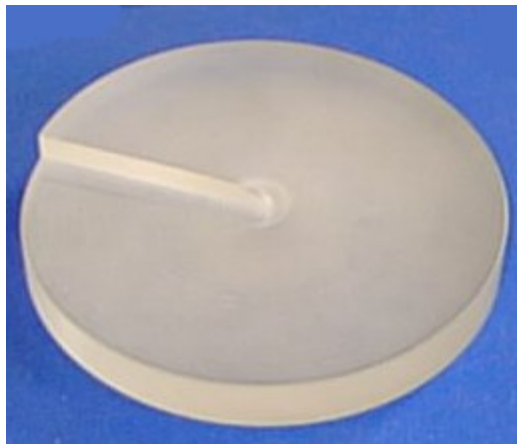
4.2.2 Holografiska metoder

En populär metod som kan användas för att skapa LG moder från HG moder är att använda hologram eller diffraktiv optik med specifik fas- eller amplitud-distribution. Den grundläggande principen bygger på att hologrammets mönster motsvarar interferensmönstret mellan en planvåg och den önskade moden. Ofta är man intresserad av att generera LG_0^1 . Detta låter sig göras om ett "gaffelhologram", liknande det i Figur 28, belyses av en planvåg. Första diffraktionsordningen ger den önskade moden och den topologiska laddningen m ges av skillnaden mellan antalet linjer ovanför och under den

centrala dislokationen. Konvertering av LG_0^0 till LG_0^1 med ett hologram liknande det i Figur 28 kan göras med ca 80% effektivitet i första diffraktions-ordningen. Denna lägre effektivitetsgraden jämfört med modkonverterare baserade på cylindriska linser beror på att högre ordningars LG moder med samma topologiska laddning genereras i denna process. Det finns sofistikerade metoder för att hantera olika ordningar av LG moder. T.ex. kan Dammanngitter kombineras med ett gaffelhologram, se Ref. [86]. Enklare typer av hologram kan genereras med en dator och en "spatial light modulator" [87].

4.2.3 Vortexplattor

Banrörelsemängdsmoment kan även skapas med hjälp av en komponent som vi här kallar vortexplatta. Denna typ av komponent kan vara av skalär natur och är då känd under namnet spiralfasplatta, vortexlins, vortexkoronagraf etc. Men vortexplattan kan också vara av vektorkaraktär och då kallas den q-platta. Här börjar vi med att diskutera den skalära varianten.



Figur 29. En typisk spiralfasplatta där den tydliga spiraltrappeliknande strukturen kan observeras [Bildkälla: <http://skullsinthestars.com/2010/05/04/singular-optics-light-chasing-its-own-tail/>].

4.2.3.1 Spiralfasplatta

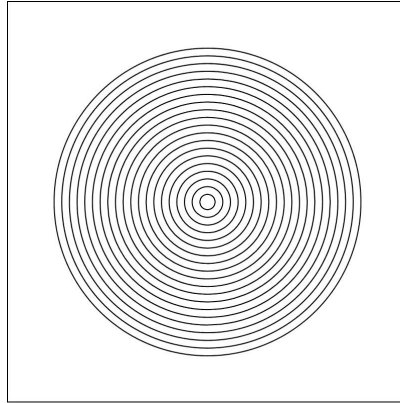
En spiralfasplatta ser typiskt ut som i Figur 29. Ljus som transmittas genom komponenten får en optisk fas motsvarande $\exp(im\phi)$. Eftersom ljuset transmittas genom olika mängd material är det enkelt att inse att ljuset får en vortexliknande struktur. Vortexstrukturen i det resulterande ljusfältet har en topologisk laddning m , vilken relaterar till steghöjden s , enligt

$$m = \frac{s}{\lambda}(n-1), \quad (34)$$

där λ är våglängd, n brytningsindex och vinkeln ϕ mätt från fas-steget. Banrörelsemängdsmoment per foton som skrivs in i fältet ges av det enkla uttrycket $L \approx \hbar m$. För att en spiralfasplatta ska fungera tillfredställande måste steghöjden designas för en specifik våglängd och brytningsindex kontrolleras noggrant. Dessa kriterier har i den optiska regimen visat sig vara svåra att möta, till exempel har spiralfasplattan ett hyperboliskt våglängdsberoende och är därmed en extremt akromatisk optisk komponent [88]. Genom att sänka ner spiralfasplattan i en nära-indexmatchad vätska som är temperaturkontrollerad kan man dock kontrollera de kritiska parametrarna tillfredställande. I millimetervåsområdet är spiralfasplattan enklare att använda då kriterierna är enklare att uppfylla.

4.2.3.2 q-platta

Den sista komponenten som vi tar upp i denna rapport är q-plattan, även kallad vektorvortexplatta eller vektorvortexkoronagraf [88]. Denna komponent genererar ljus med banrörelsemängdsmoment i likhet med övriga komponenter i detta kapitel, men den bakomliggande fysikaliska principen som inducerar en topologisk laddning är mer subtil. En q-platta gör samma sak som en spiralfasplatta, fast implicit vilket också gör den med robust. Vi redogör här ytligt för den bakomliggande fysiken.



Figur 30. schematisk skiss av en q-platta med $q=1$. Cirkelarna tangerar den lokala halvvågslattans snabba axel.

Pancharatnam visade 1957 [89] att ett polarisationsstillstånd som cykliskt förändras från ett initialt polarisationstillstånd, $|\psi_0\rangle$, till andra tillstånd och sedan tillbaka till ursprungstillståndet kan få en extra fas

$$|\psi_0\rangle \rightarrow |\psi_1\rangle = e^{i\phi_g} |\psi_0\rangle. \quad (35)$$

Denna extra fas beror på geometrin hos parameterkurvan som beskriver den cykliska förändringen. Mer precist är fasfaktorn identisk med rymdvinkeln som parameterkurvan spänner upp på Poincarésfären [7]. Exempel: om följande polarisationsförändring sker

$$|\sigma^+\rangle \rightarrow |h\rangle \rightarrow |d\rangle \rightarrow |\sigma^+\rangle, \quad (36)$$

får sluttillståndet en extra fasfaktor på $\pi/2$. Denna fas är av rent geometrisk ursprung och är känd under många olika namn t.ex. Pancharatnamfas, geometrisk fas, Berryfas, kvantholonomi.

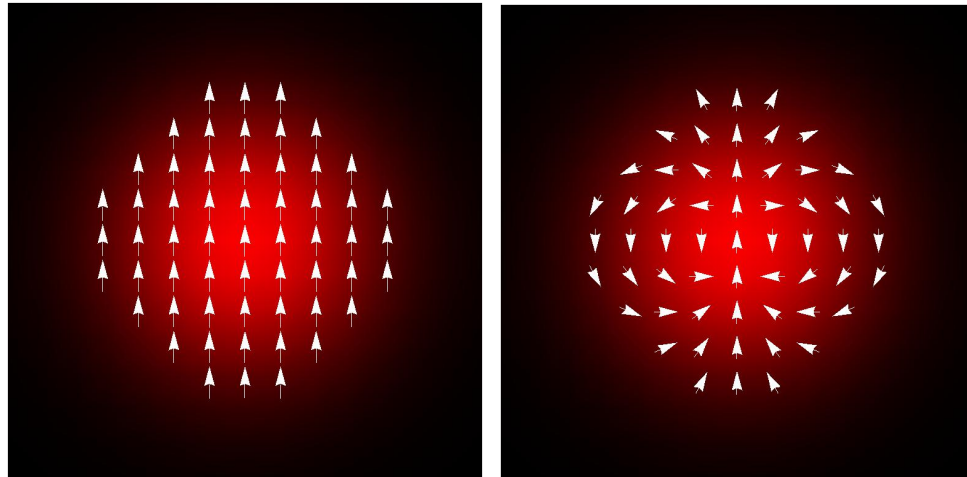
Den geometriska fasen är i sig en ”global” effekt och därför mindre känslig för lokala variationer hos polarisationstillstånden och i denna mening robust. Till exempel kan icke-ideal polarisationsoptik fortfarande ge en i det närmaste ideal geometrisk fas (av denna anledning är den geometriska fasen intressant inom ett parallellt forskningsområde: nämligen faskontroll hos kvantdatorer, s.k. ”geometric quantum computer” [90]).

Vi lämnar nu denna korta introduktion till den geometriska fasen och återgår till den aktuella komponenten. För att repetera: q-plattan skapar en fasramp liknande den för spiralfasplattan men fasrampen är implicit och en konsekvens av den associerade geometriska fasen.

Konkret är q-plattan konstruerad av dubbelbrytande flytande kristaller där den snabba axeln är orienterad i ett specifikt mönster. q-plattan är alltså inget annat än en lokalt varierande halvvågslatta. Symbolen q relaterar till topologisk laddning genom det (här) enkla sambandet $m = 2q$. I denna rapport tittar vi endast på fallet då $q = 1$, dvs. mönstret för de dubbelbrytande flytande kristallernas snabba axel är cirkulärt, se Figur 30. Denna geometri är den enklaste och dessutom är den bevisligen tillämpbar, men det finns en mängd andra geometrier som kan vara lovande för olika skraddarsydda

användningsområden, se Ref [7] där även en kortare beskrivning av konstruktion av en q-platta finns. Det är inte förrän helt nyligen, [88], en fungerande teknik för att enkelt och snabbt skapa q-plattor tagits fram inom företaget JDSU, [91] [92].

Låt oss titta på ett exempel. Antag att linjärt polariserat transmittas genom en q-platta. Den linjära polarisationen kommer att skruva på sig beroende på den lokala halvågplattans snabba axel som i Figur 30. Om vi nu betraktar samma figur och tänker oss en cirkel runt strålens centrum så inser vi att start och slut på denna cirkulära parameterkurva är samma polarisationstillstånd. Enligt Pancharatnam finnas en geometrisk fas, i detta fall $2 \times 2\pi$. Ljuset som transmittas genom denna q-platta får en vortexstruktur som har en topologisk laddning $m = |2|$.



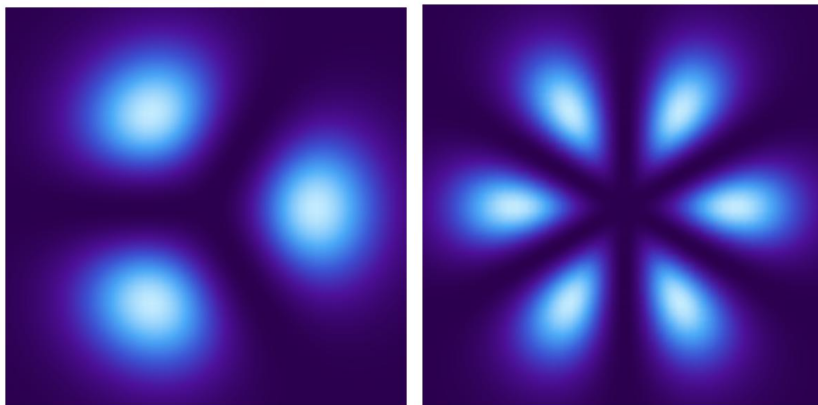
Figur 31. Till vänster: linjärpolariserat ljus. Till höger: resulterande polarisation efter passage genom q-plattan. Observera hur polarisationen skruvar sig två varv utmed en tänkt cirkel. Det är denna polarisationsförändring som leder till den geometriska fasen vilket i detta fall är en implicit fasramp som liknar den för ett spiralfasplatta.

I detta exempel nämner vi ingenting om den resulterande vortexstrålens helicitet (dvs. tecknet på den topologiska laddningen). Betrakta den lokala halvågplattan som en operator J vilken agerar på Jonesvektorer (polarisations-tillstånd på vektorform). Om J sedan skrivs i en "cirkulär bas" finner man det enkla sambandet (i det ideala fallet och uttryckt med Dirac-notation) att J genererar ett tillstånd enligt

$$|0,0\rangle \otimes |\sigma^v\rangle \rightarrow |1,1\rangle \otimes |\sigma^h\rangle, \quad |0,0\rangle \otimes |\sigma^h\rangle \rightarrow |1,-1\rangle \otimes |\sigma^v\rangle. \quad (37)$$

Cirkulärt vänsterpolariserat ljus flippar polarisation och får en positiv topologisk laddning och *vice versa* [88]. Denna egenskap är intressant då den visar att q-plattan inte diskriminerar någon polarisation och kan användas för opolariserat ljus. Dessutom är det ett intressant faktum att q-plattan enkelt möjliggör sortering av godtyckligt polariserat ljus i negativ och positiv topologisk laddning med enkla polariserande stråldelare [93].

Den geometriska fasen är en rent akromatisk effekt eftersom det endast är geometrin som inducerar ett topologiskt skift hos fältet. Men det bör dock understrykas att q-plattan är tillverkad av dubbelbrytande kristall vilken i högsta grad är kromatisk, vilket medför att q-plattan *de facto* är en kromatisk komponent. Dagens q-plattor är inte korrigerade för detta våglängdsberoende men intensiv utveckling sker på området. Vanliga standardvågplattor kan göras nära nog akromatiska över stora våglängdsintervall genom att använda multipla lager av kristall och dispersionskontroll mellan lagren, en teknik som undersöks inom ramen för tillverkning av q-plattor [88].

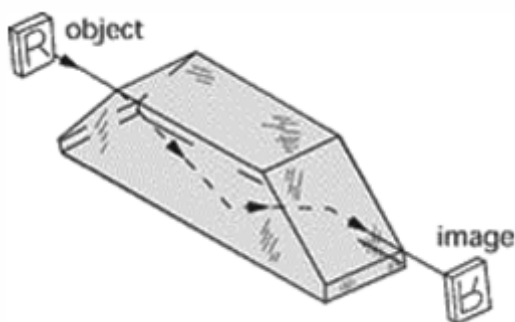


Figur 32. Till vänster ser vi ett interferensmönster från överlapp mellan moden $m=3$ och en planvåg med $m=0$. Till höger ser vi samma mod, men överlappat mot sin egen spegelbild, d.v.s. $m=-3$. Antalet mörka nodlinjer ger en indikation av vilken topologisk laddning fältet har.

4.3 Detektion av ljus med banrörelsemängdsmoment

För att läsa ut information om fasfrontens utseende är det enklast att använda standardmässig interferometri. Ett enkelt exempel är att låta $|3,3\rangle$ överlappa med en $|0,0\rangle$ mod. Interferensmönstret som skapas kommer att innehålla 3 mörka noder vilket är ekvivalent med dess topologiska laddning. Ofta är det enklare att låta ljuset interferera mot sin egen spegelbild, vilket ger dubbla antalet noder, se Figur 32. Allmänt kan en godtycklig optisk komponent som byter högerhänthet mot vänsterhänthet användas, och rent praktiskt kan det i vissa situationer vara enklare att använda en enkel Doveprisma, se Figur 33.

En synnerligen intressant metod att sortera banrörelsemängdsmoment beskrivs i Ref. [94]. En interferometrisk uppställning med två inbäddade Doveprismor samt två hologram i vardera strålgång. Med denna uppställning kan man enkelt sortera och mäta det inkommande ljusets topologiska laddning..



Figur 33. Doveprisma som "speglar" en transmitterad mod. [Bildkälla: www.optics4kids.com/terms/prisms.html]

4.4 Användningsområden.

I introduktionen till detta kapitel nämndes ett antal tillämpningar för ljus med banrörelsemängdsmoment. Exempelvis kan man fänga och rotera på små partiklar, celler eller driva mikromaskiner. På en kvantmekanisk nivå öppnar sig nya möjligheter för att

manipulera tillstånd i högre dimensionella Hilbertrum, vilket kan vara av betydelse vid kodning av kompakt information, kryptering etc.

Men den topologiska laddningen kan också användas som informationsbärare i en atmosfärisk kommunikationslänk. I ett sådant system är turbulens en kritisk och begränsande faktor. Simulering av vortexstrålar visar att ljus med en topologisk laddning är relativt robust mot turbulens [95]. För att kvantifiera denna robusthet har forskare studerat två parametrar. Dels har man studerat mottagarsidans medelvärde av den mottagna topologiska laddningen och dels har man tittat på variansen hos den mottagna topologiska laddningen. Vid en kritisk propageringssträcka, som beror på turbulensstyrkan, börjar strålen vandra i det transversella planet vilket konkret innebär att detektoraperturen är för liten och laserstrålen helt enkelt missar detektorn. En uppenbar lösning är att använda en större apertur, en annan, mindre uppenbar lösning är att använda ljus med större initial topologisk laddning. Vid ännu längre avstånd kommer fluktuationer i laddningen att vara en begränsande faktor.

En annan teoretisk studie har visat att sannolikheten att en foton med topologisk laddning m bibehåller denna laddning efter propagering genom en turbulent atmosfär approximativt kan beskrivas med följande formel

$$\langle s_0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(1.845 \frac{D}{r_0} \right)^2}}, \quad (38)$$

där r_0 är Frieds koherensdiameter och D detektoraperturen [96]. Detta uttryck visar hur robust den topologiska laddningen är vid transmission genom turbulent atmosfär och är användbart för att utvärdera olika realistiska scenarier.

En annan intressant tillämpning finns inom avbildande optik. Det visar sig att banrörelsemängdsmomentet kan förbättra upplösningsförmågan av objekt. Om två ljuskällor med samma intensitet studeras kan man visa att förmågan att särskilja dessa ljuskällor kan vara åtminstone en storleksordning bättre än Rayleighkriteriet. [97].

Andra tillämpningar som vi inte har fördjupat oss i, inom ramen för denna studie, men som är intressanta är rotations-Dopplerskift, växelverkan av banrörelsemängdsmoment och atomer, samt optiska icke-linjära effekter och dess påverkan på den topologiska laddningen (se [82] för en läsvärd översiktsartikel).

Det torde vara klart att det finns många intressanta tillämpningar och användningsområden. Vi avslutar detta avsnitt med den kanske mest intressanta och framgångsrika tillämpningen. Inom observationell astronomi är man bl.a. intresserad av att hitta exoplaneter, dvs. planeter utanför vårt eget solsystem. Ett problem när man betraktar potentiella exoplaneter är att den centrala stjärnan i ett avlägset planetsystem effektivt bländar bort de svaga reflektionerna från planeterna. Ett instrument som kan användas för att blända ner det centrala ljuset är en s.k. koronagraf som traditionellt använts för att studera solens korona. Den fungerar, på ett uppenbart vis, genom att man fysiskt blockerar de centrala intensiva delarna av synfältet. Denna metod har sina begränsningar och det finns ett stort incitament att förbättra de traditionella koronagraferna i jakten på exoplanter. Både spiralfasplattan och q-plattan har använts och termen vortexkoronagraf har myntats i dessa sammanhang. Här refererar vi endast till q-plattan då den verkar vara överlägsen spiralfasplattan med avseende på dynamiskt omfång, våglängdsberoende, handhavande och tillverkning.

Ljus som passerat genom q-plattan är ”sin egen koronagraf” eftersom de centrala delarna av ljusstrålen är utsläckta pga. destruktiv interferens, vilket i sin tur är en konsekvens av att ljuset besitter ett banrörelsemängdsmoment. En q-platta kan således integreras i ett teleskop för observation av exoplanter. I dagsläget är denna metod i sin linda; testmätningar vid Palomar observatoriet i Kalifornien kunde med lätthet urskilja en 3000

gänger ljussvagare liten brun dvärgstjärna på en vinkelupplösning $2.5 \lambda D^{-1}$ från den större dominanta stjärnan vid $2.15 \mu\text{m}$. Laboratoriemätningar visade en *peak-to-peak* kontrast på 10^{-6} vid $3.5 \lambda D^{-1}$ [98]. Detta visar att q-plattan är en väldigt intressant tillämpning och att ljus med banrörelsemängdsmoment fungerar väldigt bra som en koronagraf i denna typ av tillämpningar. Samma teknik kan uppenbart användas även i tillämpningar på marken där föremål nära en stark ljuskälla behöver avbildas. Till exempel skulle en q-platta kunna ha en given tillämpning i militära spaningsscenarier där en storkälla belyser sensorn, och det är av denna anledning som banrörelsemängdsmoment diskuteras här.

5 Svensk verksamhet inom kvantoptikområdet

Forskning baserad på kvantmekaniska egenskaper hos fotoner (d.v.s. ljus) bedrivs på ett antal universitet och högskolor i Sverige. Här nedan följer exempel på aktivitet.

5.1 Svenska universitet och högskolor

5.1.1 Chalmers

Supraledare som qubitar, inriktning mot kvantlogik, kvantfelkorrigering samt kvantdatorer.

5.1.2 KTH

Den experimentella forskningen vid KTH har främst fokuserat på kvantkryptografi med inflätade fotoner, men även kvantoptisk avbildning (främst litografi), samt tillförlitliga enfotonkällor. Inflätning och polarisation av kvanttillstånd studeras teoretiskt. På det teoretiska planet har KTH historiskt sett bidragit med genombrott för förståelsen av system-omgivning-växelverkan på kvantmekanisk nivå.

5.1.3 Linköping University (LiU)

Forskar teoretiskt inom kvantkryptografi, specifikt på säkerhetsaspekten hos olika protokoll.

5.1.4 Lunds Tekniska Högskola (LTH)

Forskar kring kvantoptiska minnen baserade på oorganiska kristaller dopade med jordartsmetaller. Detta i syfte att skapa en kvantmekanisk repeterare för inflätade fotoner som i sin tur syftar till att realisera långdistans-kvantkryptografi.

5.1.5 Lunds Universitet (LU)

Studerar teoretiskt hur man kan använda ljusets kvantmekaniska egenskaper i syfte att förbättra observationer inom astronomi.

5.1.6 Stockholms Universitet (SU)

Har experimentella resurser för att skapa inflätade multipartikel-tillstånd vilka är principiellt viktiga som logiska informationsbärare för realiserbar kvantkryptering i brusig miljö. Samarbetar även med KTH och har i ett gemensamt projekt visat superupplösning (super-resolution) i foton-koincidensmätning.

5.1.7 Uppsala

Teoretisk forskning inriktad främst på s.k. geometriska faser samt hur omgivningen påverkar kvantmekaniska system.

6 Sammanfattning och slutsatser

6.1 Passiv avbildning

Fotonkänsliga detektorer är intressanta för passiv avbildning framförallt på grund av den höga känsligheten som gör att mätningar kan göras i låga ljusförhållanden med korta integrationstider. Detta möjliggör mätningar i våglängdsband och ljusförhållanden där det med tidigare inte har gått att få kontrast. Till exempel kan termisk avbildning göras i 2-2.4 μm bandet och mörkerseende bli möjligt runt 1.5 μm . Fotonkänsliga detektormatriser som kan användas i kameror börjar komma i när-IR och är under utveckling för mellanvågs-IR.

En framtida möjlighet att vidare utnyttja den nya tekniken är att inte bara räkna fotonerna som detekteras utan även mäta energin på varje enskild foton. Detta skulle kunna ge mer information för att diskriminera mellan olika objekt när skillnaden i radians inom ett spektralband inte är tillräcklig.

Kvantoptiska tekniker är av stort intresse för att kalibrera detektorer och referensmål för absolutradiometri. Genom att utnyttja spontan nedkonvertering som ger två intrasslade fotoner kan den absoluta kvanteffektiviteten hos en detektor mätas, vilket sedan möjliggör att detektorn används för radiometrisk mätningar. En annan radiometritillämpning av kvantoptik är att jämföra spontanemission och stimulerad emission i två olika moder (till exempel polarisationer) i en fiberförstärkare. Med kännedom om kvantoptisk statistik kan den inkommande effekten då beräknas för absolutradiometri.

6.2 Aktiv avbildning

Det är möjligt att visa teoretiskt att i tillämpningar med betydande förluster, vilket är fallet i alla laserradarfall av praktiskt intresse, så är vinsten som kan göras med att skicka ut icke klassiska lasertillstånd obetydlig eftersom de positiva effekter som kan användas i mikroskopiliknande tillämpningar förstörs av dämpning i systemet. Kvantoptisk laserradar bör alltså fokuseras på system som skickar ut klassisk laserstrålning och använder kvantoptiska effekter endast i detektorn.

För homodyndetekterande laserradar finns det tydliga vinster i känslighet att göra med hjälp av faskänslig förstärkning [53]. Även att använda en mjuk apertur för att undvika sidolober på punktspridningsfunktionen i kombination med injektion av klämt vakuum för att undvika försämring av signal till brus-förhållandet för de höga spatiella frekvenserna har potential, men kräver en mycket mer avancerad utrustning [43]. DARPA har gett fortsatt finansiering för att göra en fältmässig laserradardemonstrator som utnyttjar kombinationen faskänslig förstärkning, mjuk apertur och injektion av klämt vakuum [4]. Detta är alltså den kvantoptiska teknik som internationellt ses som mest lovande för laserradartillämpningar.

Att använda fotonräknande detektorer för att uppnå superupplösning i laserradarsystem med betydande förluster är ännu inte visat experimentellt, men har god möjlighet att fungera någon gång i framtiden. Nackdelen med denna metod är att den ger noggrann fasmätning över bara en liten del av en våglängd, och inte ger möjlighet till fasmätning alls för större fasförändringar. En möjlighet att komma runt detta problem är att använda en servostyrd fasfördröjning i referenskanalen som gör att fasskillnaden hela tiden håller sig runt det optimala värdet.

Nuvarande verksamhet inom koherent laserradar vid FOI är främst inriktad på optiska mikrofoner [99], där det är viktigt att systemet är kompakt och lätthanterat. Det är troligt att både faskänslig förstärkning med injektion av klämt vakuum och detektion med fotonräknande detektorer är alldeles för komplexa för optiska mikrofoner, även om båda metoderna teoretiskt skulle kunna förbättra systemprestanda. På ganska lång sikt finns det en teoretisk möjlighet att metoden med fotonräknande detektorer kan miniaturiseras och

då bli praktiskt användbar. Den möjliga förbättringen i spatiell upplösning är främst intressant på riktigt långa avstånd (>10 km). Vi har än så länge svårt att identifiera någon tillämpning där det kan vara motiverat för FOI att studera tekniker för superupplösning i koherent laserradar.

Det finns också en rad nya laserradarkoncept som inte använder kvantoptiska fenomen. Dessa innehåller oftast inte någon banbrytande fysik, men är ofta praktiskt realiserbara och kan ge förbättrad systemprestanda jämfört med nuvarande teknik. Vi har studerat några av de typer av system som diskuteras i den vetenskapliga litteraturen.

Spöklik avbildning är ett fenomen som till en början verkade innehålla mycket ny fysik, men det har sedan visat sig att det enda som behövs är två klassiskt korrelerade ljusstrålar. Den ena skickas mot objektet och reflektionen detekteras med en integrerande detektor medan den andra detekteras av en matrisdetektor. Signalen från matrisdetektorn ger då ett mönster medan signalen från den integrerande detektorn ger intensiteten. Genom att integrera över många slumpmässiga mönster byggs en bild upp. Detta har sedan utvecklats till att man istället för att använda slumpmässiga mönster som mäts använder deterministiska mönster från en SLM och därmed klara sig med bara en integrerande detektor. Man kan från detta steg tydligt se likheter med en skannande laserradar med fokuserad stråle där riktningen på strålen är bestämt av skannerspeglarna och signalen detekteras med en integrerande detektor. Spöklik avbildning kan alltså ses som en slumpmässig skanner där en matrisdetektor används för att läsa av skannmönstret. Det kommer troligen vara endast i mycket speciella omständigheter om överhuvudtaget som spöklik avbildning ger bättre prestanda än en klassisk skannande laserradar.

En närliggande teknik som ibland benämns ”sub-Rayleigh imaging” bygger på en skannande laserradar med en kameramottagare där sub-Rayleigh syftar på systemupplösningen kan bli bättre än mottagarens upplösning. Detta görs genom att den belysande laserfläcken skapar ett oupplost punktmål och att svaret med smart signalbehandling i detektorn kan närma sig upplösningen från sändarlasern. Fördelen jämfört med en klassisk skannande laserradar är att ingen kännedom om skannmönstret behövs, vilket möjliggör till exempel bistatiska system där mottagaren och alla känsliga och dyra delar i systemet kan befinna sig på hög höjd och inte röja sig genom att sända aktivt.

Tidskorrelerad enfotonräkning studeras redan vid FOI för försök med klassificering av retroreflexer upptäckta med ett optikspanarsystem. Strikt sett så är detta inte en kvantoptisk teknik, men den är tillräckligt annorlunda jämfört med traditionell laserradartechnik för att tas med här. Potentiellt finns även andra tillämpningar där laserradarsvar behöver mätas med hög tidsupplösning och hög dynamik. Civila tillämpningar inom dokumentation och undersökning av känsliga historiska föremål och konst kan till exempel vara en möjlighet.

Det är teoretiskt möjligt att genom att använda temporalt intrasslade fotonpar istället för klassisk tidskorrelation ytterligare förbättra signal till bakgrundsnivån i ett sådant system. Än så länge finns dock inget förslag på hur ett sådant system ska byggas i praktiken.

6.3 Banrörelsemängdsmoment

Banrörelsemängdsmoment är ett fenomen som relativt nyligen upptäckts och uppmärksammat. En mängd tillämpningar av ljus med banrörelsemängdsmoment finns inom vitt skilda områden och utvecklingen går snabbt framåt. En gissning är att optiska komponenter inom en nära framtid kommer att utnyttja banrörelsemängdsmomentet för att rotera nanopartiklar och celler, driva mikromaskiner och även att lokalisera planeter utanför vårt solsystem.

Det optiska banrörelsemängdsmomentet är en upptäckt som har djup betydelse inom den fundamentala forskningen. Men en aspekt som är intressant med denna upptäckt och som särskiljer den från andra fundamentala upptäckter är att den dessutom funnit direkta och

användbara tillämpningar t.ex. inom observationell astronomi i jakten på exoplaneter. Samma teknik kan användas för att studera objekt nära andra starka ljuskällor i jordbaserade tillämpningar. Detta har tydliga militära tillämpningar och bör studeras vidare.

6.4 Slutsatser

Vi har studerat en rad olika kvantoptiska tekniker, tekniker som utnyttjar singelfotonkänsliga detektorer och andra tekniker för optisk mätning som utvecklats under senare år och inte är i allmänt bruk. Genomgången är på inget sätt uttömmande och har på grund av tidsbrist blivit väldigt varierande i noggrannhet för olika områden. Omfattningen på avsnitten motsvarar inte hur intressanta de är för framtida tillämpningar.

Sant kvantoptiska effekter är svåra att utnyttja i laserradartillämpningar där avbildning ska ske på avstånd. De få fall som överhuvudtaget är teoretiskt möjliga kräver så komplicerade system att samma prestandaförbättring ofta kan fås på ett enklare sätt i ett klassiskt system, till exempel genom ökad apertur. Det finns några undantag, till exempel kalibrering av radiometrisk detektorer där intrasslade fotonpar är till verklig nytta.

Singelfotonkänsliga detektorer, som kan beskrivas med klassisk fysik, är mer användbara. De kan till exempel utnyttjas för att ge ökad känslighet i passiv avbildning och därmed ge möjlighet att avbilda i våglängdsband och under ljusförhållanden där det tidigare inte gått att generera bilder, och kan på sikt kanske direkt hyperspektral avbildning utan filter genom fotonenergimätande detektorer. Enfotondetektorer är också användbara i aktiva system där tidskorrelerad enfotonräkning möjliggör högupplösande avståndsprofilering med hög dynamik.

Det finns en rad nya laserradarkoncept som beskrivs med komplicerade termer, till exempel ghost imaging och sub-Rayleigh imaging. Flera är i grunden starkt kopplade till klassisk skannande laserradar och kan ses som varianter på det. Det finns scenarier där dessa ger förbättrad prestanda jämfört med ett klassiskt laserradarsystem.

Banrörelsemängdsmoment är en relativt nyupptäckt egenskap hos fotonen som redan har fått tillämpningar inom till exempel astronomi, där det till exempel används för att släcka ut stjärnor när man letar efter exoplaneter. Liknande och nya tillämpningar i mer jordnära avbildningssystem är inte orimliga.

Referenser

- [1] *Quantum-mechanical theory of optical coherence - Laser-based precision spectroscopy and optical frequency comb techniques, Advanced information on the Nobel prize in physics 2005*, 2005.
- [2] P. Jonsson, *Review of Free-Space Quantum Key Distribution*, FOI-R--1165--SE: 2004.
- [3] P. Jonsson, F. Kullander, and L. Sjöqvist, *Studie av ett taktiskt system för kvantoptisk överföring av krypteringsnycklar*, FOI-R--1942--SE: 2006.
- [4] "RDT&E Budget Item Justification: PB 2011 Defense Advanced Research Projects Agency."
- [5] D. Dravins, "Photonic astronomy and quantum optics," *High time resolution astrophysics*, vol. 351, 2008, pp. 95-132.
- [6] V. Sharma, M. Crne, J.O. Park, and M. Srinivasarao, "Structural origin of circularly polarized iridescence in jeweled beetles.," *Science (New York, N.Y.)*, vol. 325, Jul. 2009, pp. 449-51.
- [7] G. Malykin, "Use of the poicare sphere in polarization optics and classical and quantum mechanics. Review," *Radiophysics and Quantum Electronics*, vol. 40, 1997, p. 175-195.
- [8] G. Björk, J. Söderholm, L.L. Sánchez-Soto, A.B. Klimov, I. Ghiu, P. Marian, and T.A. Marian, "Quantum degrees of polarization," *Optics Communications*, vol. 283, Nov. 2010, pp. 4440-4447.
- [9] E.J. Gansen, M. a Rowe, M.B. Greene, D. Rosenberg, T.E. Harvey, M.Y. Su, R.H. Hadfield, S.W. Nam, and R.P. Mirin, "Photon-number-discriminating detection using a quantum-dot, optically gated, field-effect transistor," *Nature Photonics*, vol. 1, Oct. 2007, pp. 585-588.
- [10] K.T. Posani, V. Tripathi, S. Annamalai, N.R. Weisse-Bernstein, S. Krishna, R. Perahia, O. Crisafulli, and O.J. Painter, "Nanoscale quantum dot infrared sensors with photonic crystal cavity," *Applied Physics Letters*, vol. 88, 2006, p. 151104.
- [11] G. Konstantatos, I. Howard, A. Fischer, S. Hoogland, J. Clifford, E. Klem, L. Levina, and E.H. Sargent, "Ultrasensitive solution-cast quantum dot photodetectors.," *Nature*, vol. 442, Jul. 2006, pp. 180-3.
- [12] S.A. McDonald, G. Konstantatos, S. Zhang, P.W. Cyr, E.J.D. Klem, L. Levina, and E.H. Sargent, "Solution-processed PbS quantum dot infrared photodetectors and photovoltaics.," *Nature materials*, vol. 4, Feb. 2005, pp. 138-42.
- [13] P.B. Catrysse, "Roadmap for CMOS image sensors: Moore meets Planck and Sommerfeld," *Proceedings of SPIE*, vol. 5678, 2005, pp. 1-13.
- [14] E.A. Watson and G.M. Morris, "Imaging thermal objects with photon-counting detectors," *Applied Optics*, vol. 31, Aug. 1992, pp. 4751-4757.
- [15] L. del Risco Norrild, "Modeling the Performance of a Hybrid Pixel Detector for Digital X-ray Imaging," *Acta Universitatis Upsaliensis*, 2004.

- [16] A.E. Lita, A.J. Miller, and S.W. Nam, "Counting near-infrared single-photons with 95% efficiency," *Optics Express*, vol. 16, Aug. 2008, p. 3032.
- [17] H. Krüger, J. Fink, E. Kraft, N. Wermes, P. Fischer, I. Peric, C. Herrmann, M. Overdick, and W. Rütten, "CIX: a detector for spectrally enhanced x-ray imaging by simultaneous counting and integrating," *Proceedings of SPIE*, SPIE, 2008, p. 69130P-69130P-12.
- [18] A.L. Migdall, R.U. Datla, a Sergienko, J.S. Orszak, and Y.H. Shih, "Absolute detector quantum-efficiency measurements using correlated photons," *Metrologia*, vol. 32, Dec. 1995, pp. 479-483.
- [19] A.L. Migdall, "Absolute Quantum Efficiency Measurements Using Correlated Photons : Toward a Measurement Protocol," *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 50, 2001, pp. 478-481.
- [20] A.L. Migdall, S. Castelletto, I.P. Degiovanni, and M.L. Rastello, "Intercomparison of a correlated-photon-based method to measure detector quantum efficiency.," *Applied optics*, vol. 41, May. 2002, pp. 2914-22.
- [21] M. Ware and A.L. Migdall, "Single-photon detector characterization using correlated photons: the march from feasibility to metrology," *Journal of Modern Optics*, vol. 51, Jan. 2004, pp. 1549-1557.
- [22] S.V. Polyakov and A.L. Migdall, "High accuracy verification of a correlated-photon-based method for determining photoncounting detection efficiency," *Optics Express*, vol. 15, Feb. 2007, p. 1390.
- [23] S. Polyakov and A.L. Migdall, "Quantum radiometry," *Journal of Modern Optics*, vol. 56, May. 2009, pp. 1045-1052.
- [24] G. Brida, M. Chekhova, M. Genovese, A. Penin, M.L. Rastello, I. Ruo-berchera, and I. Nazionale, "Absolute Calibration of Analog Detectors by using Parametric Down Conversion," *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 56, 2007, pp. 275-279.
- [25] I. Ruo-berchera, "Theory of PDC in a Continuous Variables Framework and Its Applications to the Absolute Calibration of Photo-Detectors," *Advanced Science Letters*, vol. 2, 2009, pp. 407-429.
- [26] M. Lindenthal and J. Kofler, "Measuring the Absolute Photo Detection Efficiency Using Photon Number Correlations," *Applied Optics*, vol. 45, 2008, pp. 6059-6064.
- [27] T.S. Iskhakov, E.D. Lopaeva, a N. Penin, G.O. Rytikov, and M.V. Chekhova, "Two methods for detecting nonclassical correlations in parametric scattering of light," *JETP Letters*, vol. 88, Feb. 2009, pp. 660-664.
- [28] I.N. Agafonov, M.V. Chekhova, A.N. Penin, G.O. Rytikov, O.A. Shumilkina, and T.S. Iskhakov, "Comparative Test of Two Methods of Quantum Efficiency Absolute Measurement Based on Squeezed Vacuum Direct Detection," *arXiv*, vol. 1008.0979, 2010, pp. 1-13.
- [29] G. Brida, I.P. Degiovanni, M. Genovese, M. Luisa, and I. Ruo-berchera, "Detection of multimode spatial correlation in PDC and application to the absolute calibration of a CCD camera," *Optics Express*, vol. 18, 2010, pp. 20572-20583.

- [30] A.L. Migdall, R. Datla, A. Sergienko, J.S. Orszak, and Y. Shih, "Measuring absolute infrared spectral radiance with correlated visible photons : technique verification and measurement uncertainty," *Applied Optics*, vol. 37, 1998, pp. 3455-3463.
- [31] E. Dauler, A.L. Migdall, N. Boeuf, R.U. Datla, A. Muller, and A.V. Sergienko, "Measuring absolute infrared spectral radiance with correlated photons: new arrangements for improved uncertainty and extended IR range," *Metrologia*, vol. 35, 1998, pp. 295-300.
- [32] G. Brida, S. Castelletto, C. Novero, and M.L. Rastello, "Parametric amplification for radiance measurements," *Metrologia*, vol. 35, Aug. 1998, pp. 247-250.
- [33] G. Brida, M. Chekhova, M. Genovese, A. Penin, and I. Ruo-berchera, "The possibility of absolute calibration of analog detectors by using parametric down-conversion: a systematical study," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 23, 2006, pp. 2185-2193.
- [34] G. Brida, M. Chekhova, M. Genovese, and I. Ruo-berchera, "Analysis of the possibility of analog Stimulated Parametric Down Conversion," *Optics Express*, vol. 16, 2008, pp. 12550-12558.
- [35] A.V. Sergienko, "Quantum metrology with entangled photons," *International School of Physics "Enrico Fermi"*, 2001, pp. 715-746.
- [36] Z. Zhao, K. a Meyer, W.B. Whitten, and R.W. Shaw, "Optical absorption measurements with parametric down-converted photons," *Analytical chemistry*, vol. 80, Oct. 2008, pp. 7635-8.
- [37] M.M. Hayat, A. Joobeur, and B.E. a Saleh, "Reduction of quantum noise in transmittance estimation using photon-correlated beams," *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 16, 1999, p. 348.
- [38] A.F. Abouraddy, K.C. Toussaint, Jr., A.V. Sergienko, B.E.A. Saleh, and M.C. Teich, "Entangled-photon ellipsometry," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 19, 2002, pp. 656-662.
- [39] K. Toussaint, G. Di Giuseppe, K. Bycenski, A. Sergienko, B. Saleh, and M. Teich, "Quantum ellipsometry using correlated-photon beams," *Physical Review A*, vol. 70, Aug. 2004, pp. 1-7.
- [40] J. Toussaint Kimani C., "Polarization-entangled twin-photon ellipsometry," *Proceedings of SPIE*, vol. 4819, 2002, pp. 157-166.
- [41] A. Yabushita and T. Kobayashi, "Spectroscopy by frequency entangled photon pairs," *Physical Review A*, vol. 69, 2004, pp. 013806.1-013806.4.
- [42] G. Scarcelli, A. Valencia, S. Gompers, and Y. Shih, "Remote Spectral Measurement Using Entangled Photons," *Applied Physics Letters*, vol. 83, 2003, pp. 1-12.
- [43] G. Burdge, G. Deibner, J.H. Shapiro, F. Wong, P. Kumar, H. Yuen, M. Vasilyev, N. Stelmakh, Z. Dutton, S. Guha, and J. Habif, "Quantum Sensors Program," *DARPA Order No. AJ10/00*, 2009.
- [44] C.J. Karlsson, F.A. Olsson, D. Letalick, and M. Harris, "All-Fiber Multifunction Continuous-Wave Coherent Laser Radar at 1.55 num for Range, Speed, Vibration, and Wind Measurements," *Applied optics*, vol. 39, Jul. 2000, pp. 3716-26.

- [45] D. Letalick, T. Carlsson, and H. Habberstad, M, "Target recognition by vibration frequency analysis: a comparison of laser vibrometry and acoustic methods," *Proceedings of SPIE*, 2003, pp. 246-252.
- [46] G. Björk and J. Söderholm, "The Dirac-notation in quantum optics," 2003.
- [47] J.P. Dowling, "Quantum optical metrology - the lowdown on high-N00N states," *Contemporary Physics*, vol. 49, Mar. 2008, pp. 125-143.
- [48] S.D. Huver, C.F. Wildfeuer, and J.P. Dowling, "Entangled Fock states for robust quantum optical metrology, imaging, and sensing," *Physical Review A*, vol. 78, Dec. 2008, pp. 1-5.
- [49] Y. Gao, P.M. Anisimov, C.F. Wildfeuer, J. Luine, H. Lee, and J.P. Dowling, "Super-resolution at the shot-noise limit with coherent states and photon-number-resolving detectors," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 27, May. 2010, p. A170.
- [50] H. Vahlbruch, A. Khalaidovski, N. Lastzka, C. Graef, K. Danzmann, and R. Schnabel, "The GEO600 squeezed light source," *Classical and Quantum Gravity*, vol. 27, Apr. 2010, p. 8.
- [51] S. Schiller, G. Breitenbach, S. Pereira, T. Müller, and J. Mlynek, "Quantum Statistics of the Squeezed Vacuum by Measurement of the Density Matrix in the Number State Representation," *Physical review letters*, vol. 77, Sep. 1996, pp. 2933-2936.
- [52] L.A. Lugiato, A. Gatti, and E. Brambilla, "Quantum Imaging with Continuous Variables," *Quantum Imaging*, M. Kolobov, ed., Springer, 2007, p. 1-15.
- [53] Z. Dutton, J.H. Shapiro, and S. Guha, "LADAR resolution improvement using receivers enhanced with squeezed-vacuum injection and phase-sensitive amplification," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 27, Mar. 2010, p. A63.
- [54] O.K. Lim, G. Alon, Z. Dutton, S. Guha, M. Vasilyev, and P. Kumar, "Optical resolution enhancement with phase-sensitive preamplification," *Lasers and Electro-Optics (CLEO) and Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS), 2010 Conference on*, IEEE, 2010, p. 1-2.
- [55] S. Lloyd, "Enhanced sensitivity of photodetection via quantum illumination," *Science*, vol. 321, Sep. 2008, pp. 1463-5.
- [56] S.-H. Tan, B. Erkmen, V. Giovannetti, S. Guha, S. Lloyd, L. Maccone, S. Pirandola, and J. Shapiro, "Quantum Illumination with Gaussian States," *Physical Review Letters*, vol. 101, Dec. 2008, pp. 1-4.
- [57] M. Henriksson, "Detection probabilities for photon-counting avalanche photodiodes applied to a laser radar system," *Applied optics*, vol. 44, 2005, p. 5140-5147.
- [58] T. Pittman, Y. Shih, D. Strekalov, and A. Sergienko, "Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement," *Physical Review A*, vol. 52, Nov. 1995, p. R3429-R3432.
- [59] R.E. Meyers, K.S. Deacon, and Y. Shih, "Quantum ghost imaging," *Proceedings of SPIE*, 2010, pp. 781506-781506-10.

- [60] R.S. Bennink, S.J. Bentley, and R.W. Boyd, "'Two-Photon' Coincidence Imaging with a Classical Source," *Physical review letters*, vol. 89, 2002, p. 113601.
- [61] L. Basano and P. Ottonello, "Ghost imaging: Open secrets and puzzles for undergraduates," *American Journal of Physics*, vol. 75, 2007, p. 343.
- [62] R.E. Meyers and K.S. Deacon, "Quantum ghost imaging experiments at ARL," *Proceedings of SPIE*, 2010, p. 78150I-78150I-8.
- [63] J. Cheng, "Ghost imaging through turbulent atmosphere.," *Optics express*, vol. 17, May. 2009, pp. 7916-21.
- [64] C.C. Kim and G. Kanner, "Infrared two-color ghost imaging using entangled beams," *Imaging*, vol. 7815, 2010, pp. 781503-781503-11.
- [65] J. Bogdanski, G. Bjork, and A. Karlsson, "Quantum and classical correlated imaging," *arXiv*, Jul. 2004, pp. 1-16.
- [66] F. Guerrieri, L. Maccone, F.N.C. Wong, J.H. Shapiro, S. Tisa, and F. Zappa, "Sub-Rayleigh imaging via N-photon detection," *Arxiv preprint quant-ph*, Jul. 2010, p. 1-4.
- [67] J.G. Rarity, P.R. Tapster, J.G. Walker, and S. Seward, "Experimental demonstration of single photon rangefinding using parametric downconversion," *Applied Optics*, vol. 29, Jul. 1990, p. 2939.
- [68] L. Sjöqvist, M. Henriksson, and P. Jonsson, "Time-correlated single-photon time-of-flight range profiling and imaging," *Northern Optics*, 2009, p. O-20.
- [69] L. Sjöqvist, M. Henriksson, P. Jonsson, and O. Steinvall, "Time-of-flight range profiling using time-correlated single-photon counting," *Proceedings of SPIE*, Florence, Italy: SPIE, 2007, p. 67380N-67380N-12.
- [70] O. Steinvall, L. Sjöqvist, M. Henriksson, and P. Jonsson, "High resolution ladar using time-correlated single-photon counting," *Proceedings of SPIE*, SPIE, 2008, pp. 695002-695002-13.
- [71] G.S. Buller and A.M. Wallace, "Ranging and Three-Dimensional Imaging Using Time-Correlated Single-Photon Counting and Point-by-Point Acquisition," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 13, 2007, pp. 1006-1015.
- [72] M. a Albota, R.M. Heinrichs, D.G. Kocher, D.G. Fouche, B.E. Player, M.E. O'Brien, B.F. Aull, J.J. Zayhowski, J. Mooney, B.C. Willard, and R.R. Carlson, "Three-dimensional imaging laser radar with a photon-counting avalanche photodiode array and microchip laser.," *Applied optics*, vol. 41, Dec. 2002, pp. 7671-8.
- [73] F. Zappa, S. Tisa, S. Cova, P. Maccagnani, R. Saletti, and R. Roncella, "Single-photon imaging at 20,000 frames/s.," *Optics letters*, vol. 30, Nov. 2005, pp. 3024-6.
- [74] Q. Zhan, "Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications," *Advances in Optics and Photonics*, vol. 1, Jan. 2009, p. 1.
- [75] M. Soskin and M. Vasnetsov, "Singular optics," *Progress in Optics*, vol. 42, 2001, p. 219-276.

- [76] L. Allen, M. Beijersbergen, R. Spreeuw, and J. Woerdman, "Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes," *Physical Review A*, vol. 45, 1992, p. 8185–8189.
- [77] D.G. Grier, "A revolution in optical manipulation," *Nature*, vol. 424, 2003.
- [78] K. Ladavac and D.G. Grier, "Microoptomechanical pumps assembled and driven by holographic optical vortex arrays," *Optics Express*, vol. 12, 2004, pp. 288-290.
- [79] G. Calvo, A. Picón, and E. Bagan, "Quantum field theory of photons with orbital angular momentum," *Physical Review A*, vol. 73, 2006, p. 13805.
- [80] a Mair, A. Vaziri, G. Weihs, and A. Zeilinger, "Entanglement of the orbital angular momentum states of photons.," *Nature*, vol. 412, Jul. 2001, pp. 313-6.
- [81] L. Allen, S.M. Padgett, and M.J. Padgett, "Progress in Optics Volume 39," *Progress in Optics*, vol. 39, 1999, p. 291.
- [82] M. Padgett and L. Allen, "Light with a twist in its tail," *Contemporary Physics*, vol. 41, Sep. 2000, pp. 275-285.
- [83] G. Molina-Terriza, J.P. Torres, and L. Torner, "Twisted photons," *Nature Physics*, vol. 3, 2007, pp. 305-310.
- [84] S.M. Barnett and R. Zambrini, "Orbital angular momentum of light," *Quantum imaging*, M.I. Kolobov, ed., Springer, 2006.
- [85] C. Tamm and C. Weiss, "Spontaneous breaking of cylindrical symmetry in an optically pumped laser," *Optics Communications*, vol. 78, 1990, p. 253–258.
- [86] N. Zhang, X. Yuan, and R. Burge, "Extending the detection range of optical vortices by Dammann vortex gratings," *Optics Letters*, vol. 35, 2010, pp. 3495-3497.
- [87] N.R. Heckenberg, R. McDuff, C.P. Smith, and A.G. White, "Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms," *Optics letters*, vol. 17, Feb. 1992, p. 221.
- [88] D. Mawet, E. Serabyn, K. Liewer, C. Hanot, S. McEldowney, D. Shemo, and N. O'Brien, "Optical Vectorial Vortex Coronagraphs using Liquid Crystal Polymers: theory, manufacturing and laboratory demonstration," *Optics Express*, vol. 17, 2009, p. 1902–1918.
- [89] S. Pancharatnam, "Generalised theory of interference and its applications," *Proceedings Mathematical Sciences*, vol. 46, 1957, p. 1–18.
- [90] E. Sjöqvist, "A new phase in quantum computation," *Physics*, vol. 1, p. 35.
- [91] S.C. McEldowney, D.M. Shemo, and R.A. Chipman, "Vortex retarders produced from photo-aligned liquid crystal polymers," *Optics Express*, vol. 16, 2008, p. 7295–7308.
- [92] S.C. McEldowney, D.M. Shemo, R.A. Chipman, and P.K. Smith, "crystal polymers," *Optics Letters*, vol. 33, 2008, pp. 134-136.

- [93] E. Karimi, B. Piccirillo, E. Nagali, L. Marrucci, and E. Santamato, "Efficient generation and sorting of orbital angular momentum eigenmodes of light by thermally tuned q-plates," *Applied Physics Letters*, vol. 94, 2009, p. 231124.
- [94] C. Gao, X. Qi, Y. Liu, J. Xin, and L. Wang, "Sorting and detecting orbital angular momentum states by using a Dove prism embedded Mach-Zehnder interferometer and amplitude gratings," *Optics Communications*, vol. 284, 2010, pp. 48-51.
- [95] G. Gbur and R.K. Tyson, "Vortex beam propagation through atmospheric turbulence and topological charge conservation," *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 25, 2008, p. 225–230.
- [96] G.A. Tyler and R.W. Boyd, "Influence of atmospheric turbulence on the propagation of quantum states of light carrying orbital angular momentum," *Optics Letters*, vol. 34, 2009, pp. 142-144.
- [97] F. Tamburini, G. Anzolin, G. Umbriaco, A. Bianchini, and C. Barbieri, "Overcoming the Rayleigh Criterion Limit with Optical Vortices," *Physical Review Letters*, vol. 97, Oct. 2006, pp. 1-4.
- [98] D. Mawet, E. Serabyn, K. Liewer, R. Burruss, J. Hickey, and D. Shemo, "The Vector Vortex Coronagraph: Laboratory Results and First Light at Palomar Observatory," *The Astrophysical Journal*, vol. 709, 2010, p. 53.
- [99] H. Lundén, "Lasermikrofon," 2010.

