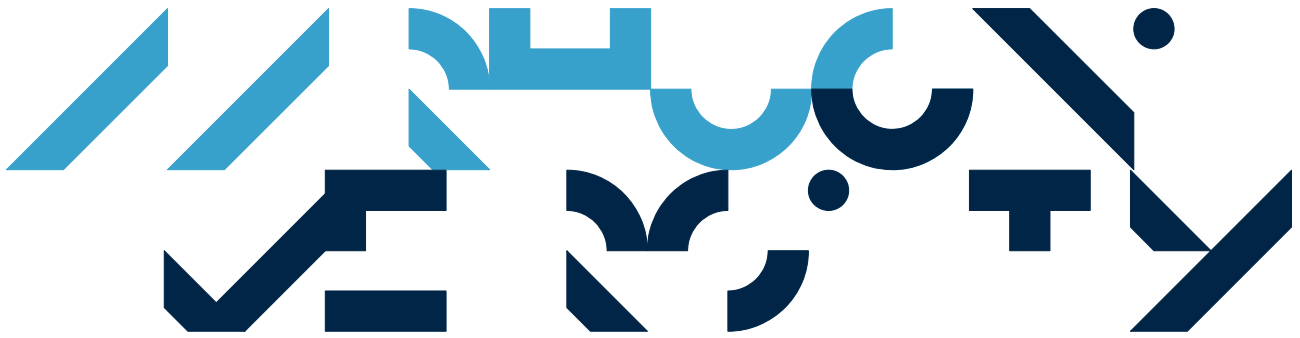
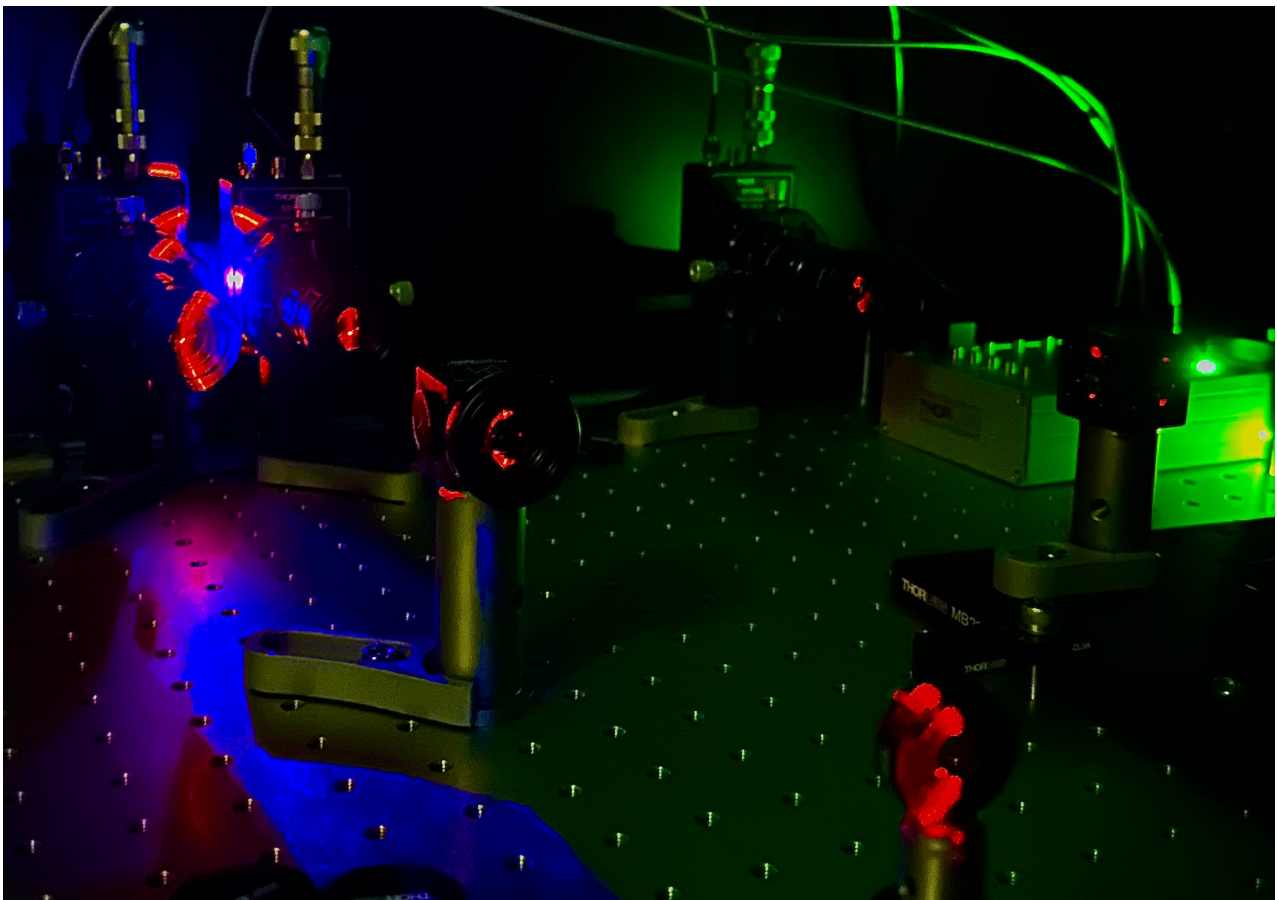




SRP-SOP — Partikel-Bølge Dualitet Laboratorie Manual



Dette dokument er skrevet af

Emre Aslan
aslan@phys.au.dk

Jeppe Heering Surrow
surrow@ece.au.dk

Lucas Christesen Ahler
lca@ece.au.dk

Mathias Dahl Rahbek
202304778@post.au.dk

Under vejledning af

Aurelien Romain Dantan
dantan@phys.au.dk

Institut for Fysik og Astronomi
Aarhus Universitet
Ny Munkegade 120, Bygning 1522
8000 Aarhus C, Denmark

Støttet af
novo nordisk
foundation

September 2026

HVORDAN LÆSES DENNE MANUAL

Denne manual er designet til at undersøge både konceptuel forståelse og praktisk laboratorie arbejde. For at få mest muligt ud af aktiviteterne, opfordres du til at læse denne manual i den angivne rækkefølge.

Teorisektion (Før-Lab)

Teorisektionen introducerer de fundamentale koncepter, der ligger grund for eksperimenterne. Disse er blandt andet optisk effekt, fotonstatistik, spontan parametriske nedkonvertering som kilde af enkeltfotoner og interferometri ved brug af Michelson interferometeret. Disse emner giver det nødvendige konceptuelle fundament for at forstå partikel-bølge dualitets fænomenet, som undersøges i laboratoriet. Det forventes, at du læser dette materiale **før** deltagelse i den eksperimentelle øvelse, så du er forberedt til at fortolke de eksperimentelle observationer i termer af de underliggende fysiske principper. I teorisektionen vil du finde små øvelser, der er designet til at styrke din forståelse af nøglebegreber. Prøv venligst at løse disse opgaver inden den eksperimentelle øvelse.

Eksperimentel øvelse (Lab Dag)

Under laboratorieøvelsen vil du udføre en række eksperimenter ved brug af partikel-bølge dualitets opstillingen. Denne sektion giver dig trinvis vejledning i at udføre den eksperimentelle metode under opsyn. Målet med aktiviteterne er at forbinde de teoretiske koncepter fra teorisektionen med rigtige fysiske målinger. Ved at udføre eksperimenter og analysere data vil du undersøge både klassisk- og kvanteoptisk opførsel. Specielt vil eksperimenterne give dig mulighed for at udforske enkeltfoton-interferens og foton-korrelationseffekter, hvilket vil styrke din forståelse gennem direkte observation og fortolkning.

Øvrige sektioner

- **Sikkerhedsanvisninger:** Disse skal læses med omhu før ankomst til laboratoriet. De kan findes i begyndelsen af Eksperimenter afsnittet og giver essentielle instrukser for at arbejde sikkert med lasere og optisk udstyr.
- **Bilag:** Disse indholder tekniske detaljer om komponenter og software. Brug dem som reference materiale under læsningen af manualen. De befinder sig i bagerst i dokumentet.

Hjælp og kontakt

Hvis nogen del af materialet er uklart, er du velkommen til at kontakte forfatterne via emailadresserne i begyndelsen af manualen. Vi opfordrer til nysgerrighed, så spørgsmål er altid velkomne før, under og efter laboratorie øvelsen. Ved at følge manualen og løse opgaverne på forhånd vil du ankomme forberedt på både de konceptuelle og praktiske aspekter af dine eksperimenter og få en dybere indsigt i lysets partikel-bølge natur.

CONTENTS

1	Teori	3
1.1	Optisk effekt	5
1.2	Fotonstatistik	9
1.3	Spontan Parametrisk Nedkonvertering	14
1.4	Michelson interferometer	17
1.5	Polarisation	19
1.6	Kvantemekanisk viskelæder	24
2	Eksperimenter	26
2.1	Eksperiment 1: fotonkorrelation med klassisk lys	30
2.2	Eksperiment 2: fotonkorrelation med enkeltfotoner	33
2.3	Eksperiment 3: interferens eksperiment med klassisk lys	37
2.4	Eksperiment 4: interferens eksperiment med enkeltfotoner	40
2.5	Malus' lov for klassisk lys	43
2.6	Malus' lov for enkeltfotoner	45
2.7	Kvantemekanisk viskelæder	47

Længe før udviklingen af moderne fysik forsøgte filosoffer at forstå lysets natur gennem observation og ræsonnement. Tidlige græske tænkere såsom Pythagoras, Platon og Euklid foreslog emissionsteorien, som hævdede, at synsstråler udspringer fra øjnene. I modsætning hertil argumenterede Aristoteles og Epikur for, at syn opstår, når lys eller partikler bevæger sig fra objekter til øjet. Senere udførte Ptolemæus eksperimentelle undersøgelser af refleksion og brydning, hvilket bidrog til en bedre forståelse af lysets opførsel. Et stort fremskridt fandt sted i det 11. århundrede med Ibn al-Haytham, som udførte systematiske eksperimenter med refleksion, brydning og billeddannelse. Han demonstrerede, at syn opstår, når lys bevæger sig fra objekter til øjet, og ikke fra øjet til et objekt, og han understregede betydningen af eksperimentel evidens. Dermed lagde han grundlaget for moderne optik.

Under den videnskabelige revolution blev denne eksperimentelle tilgang styrket gennem udviklingen af nye instrumenter og en stigende vægt på kvantitative målinger. I denne periode begyndte forskere at betragte lys ikke blot som et emne for filosofisk diskussion, men som en fysisk størrelse, der kunne undersøges gennem kontrollerede eksperimenter. Disse udviklinger var med til at etablere det eksperimentelle fundament, som senere fysiske teorier om lys skulle bygges på.

I slutningen af det 17. århundrede foreslog Isaac Newton, at lys består af små partikler, som han kaldte korpuskler. Gennem prismeeksperimenter viste han, at hvidt lys er sammensat af mange forskellige farver, og han forklarede refleksion og brydning ud fra partikelbevægelse ved materialers overgange. Newtons partikelmodel forklarede med succes mange observerede optiske fænomener og stemte naturligt overens med idéen om, at lys bevæger sig fra sin kilde til observatøren. I mere end et århundrede forblev denne partikelbeskrivelse meget indflydelsesrig i den videnskabelige tænkning. Samtidig blev forståelsen af lys udviklet gennem stadig mere præcise målinger. En særlig vigtig milepæl kom fra Ole Rømer, som fremlagde det første kvantitative bevis for, at lysets hastighed er endelig, ved at analysere tidspunktet for formørkelser af Jupiters måne Io. Dette resultat viste, at lys ikke udbreder sig øjeblikkeligt og motiverede senere forsøg på at bestemme dets hastighed med større nøjagtighed.

I begyndelsen af det 19. århundrede afslørede nye eksperimenter fænomener, som ikke kunne forklares alene ved en partikelmodel. Det konceptuelle grundlag for bølgeteorien var tidligere blevet etableret af Christiaan Huygens i det 17. århundrede, som foreslog, at lys udbreder sig som en bølge og introducerede princippet om, at hvert punkt på en bølgefront fungerer som en kilde til sekundære bølger. Med udgangspunkt i denne idé demonstrerede Thomas Youngs dobbeltspalteeksperiment, at lys danner interferensmønstre, hvilket gav direkte eksperimentelt bevis for dets bølgelignende natur. Augustin-Jean Fresnel videreudviklede dette rammeværk ved at formulere en kvantitativ bølgeteori, som med succes forklarede diffraktion og interferens ved hjælp af Huygens' princip. Disse resultater etablerede bølgemodellen som en stærk og forudsigende beskrivelse af lys.

Bølgebeskrivelsen af lys nåede sin mest fuldstændige klassiske form i arbejdet af James Clerk Maxwell i midten af det 19. århundrede. Maxwell fremsatte en teori om, at lys er en elektromagnetisk bølge bestående af svingende elektriske og magnetiske felter. Ud fra sine ligninger udledte han, at elektromagnetiske bølger udbreder sig med en hastighed bestemt af vakuums elektriske permittivitet og magnetiske permeabilitet. Den forudsagte hastighed stemte overens med den eksperimentelt målte lyshastighed og gav dermed stærk teoretisk evidens for, at lys grundlæggende er et elektromagnetisk fænomen. Dette billede blev eksperimentelt bekræftet af Heinrich Hertz, som genererede og detekterede elektromagnetiske bølger og viste, at de udviser de samme egenskaber som lys, herunder refleksion, brydning og interferens. Senere målte Albert A. Michelson lysets hastighed med hidtil uset præcision ved hjælp af interferometriske teknikker og fastlagde yderligere dens værdi som en fundamental fysisk konstant. Maxwells teori forenede elektricitet, magnetisme og optik inden for én samlet teoretisk ramme og viste, at synligt lys er en del af et bredere elektromagnetisk spektrum. Ved slutningen af det 19. århundrede havde Maxwells teori opnået enestående succes.

Alligevel afslørede nye eksperimenter i begyndelsen af det 20. århundrede fænomener, som den klassiske bølgeteori ikke kunne forklare. Under studier af termisk stråling opdagede Max Planck, at energi udveksles i diskrete enheder, som han kaldte kvanta. Kort efter viste Albert Einstein, at lys selv kan opføre sig som en strøm af individuelle partikler, nu kendt som fotoner, for at forklare den fotoelektriske effekt. I denne proces udsendes elektroner fra et materiale kun, når det indkommende lys overstiger en tærskelfrekvens; over denne tærskel øger en stigende intensitet primært emissionsraten snarere end energien af de udsendte elektroner. Denne opførsel kunne ikke forklares ved klassisk bølgeteori, men fulgte naturligt, hvis lys bestod af diskrete

energipulser. Samtidig fortsatte interferens- og diffraktionseksperimenter med at demonstrere lysets bølgelignende opførsel. Disse resultater afslørede en grundlæggende og uventet virkelighed: lys udviser både bølge- og partikelegenskaber. Denne dobbelte natur blev et af kvantemekanikkens centrale principper.

Kvanteteorien giver derfor rammen for at forstå denne opførsel. I kvantemekanik beskrives lys som et kvantiseret elektromagnetisk felt, og de egenskaber, der afsløres i et eksperiment, afhænger af måleopstillingen og af hvilke observable størrelser der er tilgængelige. I nogle eksperimenter udbreder lys sig som en bølge og danner interferensmønstre, der afspejler superpositionen af sandsynlighedsamplituder. I andre detekteres det som individuelle fotoner, der fremtræder som diskrete, lokaliserede hændelser. Disse to aspekter er ikke modstridende, men komplementære. En enkelt foton kan udvikle sig gennem et optisk system på en bølgelignende måde, samtidig med at den altid detekteres som en individuel partikel. Denne partikel-bølgedualitet ligger i hjertet af kvantemekanikken og udgør grundlaget for moderne kvanteoptik.

I QTLab vil du undersøge disse fundamentale egenskaber ved lys ved hjælp af både klassiske optiske felter og et kontrolleret enkeltfoton-system. Eksperimenterne er designet til at undersøge bølge- og partikelegenskaberne af lys hver for sig og til sidst demonstrere deres fælles kvantenatur ved direkte observation.

Eksperimenter med partikelegenskaber fokuserer på den statistiske detektion af individuelle fotoner. Ved at måle tidspunkter og korrelationer mellem detektionshændelser vil du observere, at fotoner registreres som diskrete, udelelige kvanta. Særligt kan fotonkorrelationsmålinger afsløre ikke-klassisk statistik såsom anti-klyngedannelse. Dette giver direkte evidens for, at lys generelt ikke kan beskrives som en kontinuerlig klassisk bølge.

Derudover undersøger eksperimenter med bølgeegenskaber lysets interferensopførsel. Ved at lade lys udbrede sig langs flere veje og derefter kombinere dem igen vil du observere interferensmønstre, som opstår fra superpositionen af bølgeamplituder. Disse mønstre demonstrerer, at lys udbreder sig som en bølge, der kan interferere konstruktivt og destruktivt med sig selv.

Endelig bringer eksperimentet om partikel-bølge-dualitet disse to aspekter sammen. Ved at generere og detektere individuelle fotoner i en interferometrisk opstilling vil du observere, at hver foton registreres som en lokaliseret partikel, mens ophobningen af mange sådanne hændelser danner et interferensmønster. Dette demonstrerer direkte, at lys udbreder sig efter bølgelignende principper, samtidig med at det detekteres som diskrete partikler.

Gennem disse praktiske eksperimenter vil du udforske lysets opførsel på kvanteniveau og forbinde de teoretiske begreber, du læser om her, med eksperimentelle observationer. På den måde vil du få førstehåndserfaring med de principper, der transformerede fysikken i det 20. århundrede, og som fortsat danner grundlag for moderne teknologier såsom kvantekommunikation, kvantesensorik og kvanteinformationsbehandling.

Før vi starter, er vi nødt til at have en klar forståelse af hvad lys er. Som nævnt tidligere, opfører lys sig som en bølge i nogle eksperimenter og som en partikel i andre. Dette kan virke paradoksalt, men egentlig er det et tegn på det kvantemekaniske billede af lys. I fysik kan man bruge to beskrivelser, en klassisk beskrivelse og en kvantemekanisk beskrivelse, til at forklare og forudsige hvordan lys opfører sig i forskellige eksperimenter.

Klassisk: lys som en bølge

I klassisk fysik er lys beskrevet som elektromagnetisk stråling bestående af oscillerende (svingende) elektriske og magnetiske felter. Disse kan bevæge sig gennem rummet uden behov for noget medium, hvilket vil sige, at de, modsat f.eks. lydbølger, kan bevæge sig i vakuum. Synligt lys er en del af det elektromagnetiske spektrum, der inkluderer radiobølger, mikrobølger, infrarød stråling, UV lys, røntgenstråling og gamma stråling. En måde at visualisere lys på denne måde på er at betragte en simpel elektromagnetisk bølge, der bevæger sig i z -retningen. I en sådan bølge svinger de elektriske og magnetiske felter harmonisk som to sinuskurver vinkelret på hinanden, mens bølgen udbreder sig langs bevægelsesretningen. Figur 1 viser dette eksempel.

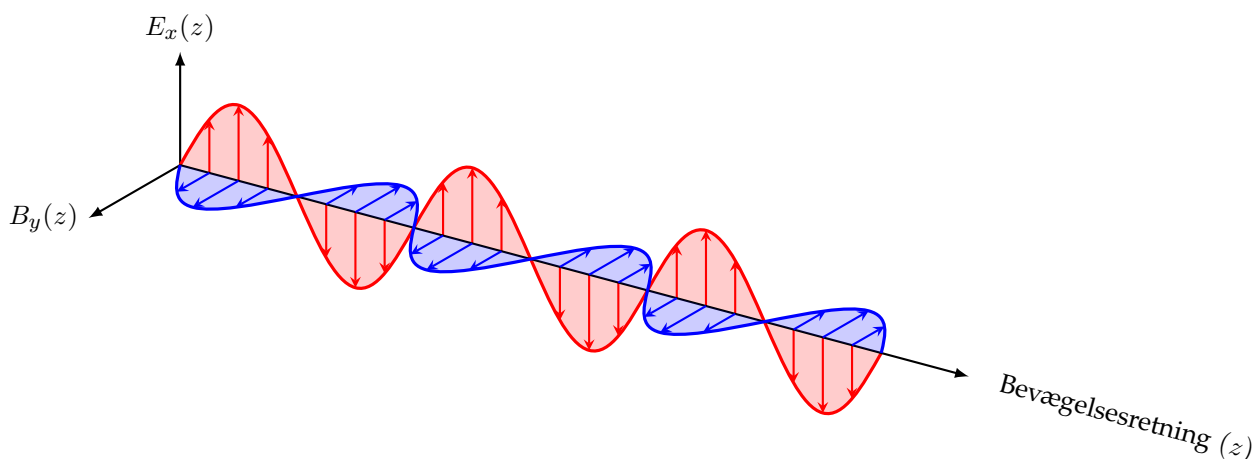


Figure 1: Repræsentation af plan elektromagnetisk bølge. Det elektriske felt $E_x(z)$ (rød) og magnetiske felt $B_y(z)$ (blå) svinger harmonisk som sinusbølger og forbliver vinkelrette på hinanden og på bevægelsesretningen z .

For at beskrive en sådan bølge matematisk kan vi skrive det elektriske og det magnetiske felt, $E_x(z, t)$ og $B_y(z, t)$, som funktion af z

$$E_x(z, t) = E_0 \sin(kz - \omega t), \quad B_y(z, t) = B_0 \sin(kz - \omega t), \quad (1)$$

hvor

- E_0 og B_0 er amplituderne (de maksimale feltstyrker) for de elektriske og det magnetiske felter, som er relateret som $E_0 = c B_0$, hvor c er lysets hastighed i vakuum.
- k er bølgetallet, defineret som $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, hvor λ er bølgelængden.
- ω er vinkelfrekvensen, defineret som $\omega = 2\pi f$, hvor f er frekvensen, der er givet ved perioden, T , som $f = \frac{1}{T}$.
- $kz - \omega t$ kaldes fasen, ϕ , af bølgen.

En brugbar størrelse vi kan måle i stedet for det elektriske felt selv, er intensiteten af lys. Intensitet beskriver den mængde energi transporteret af en elektromagnetisk bølge per areal per tid. De elektromagnetiske felter oscillerer hurtigt og bliver typisk ikke målt direkte i de fleste forsøg, men deres effekt kan

observeres gennem den energi de afsætter i en detektor. I den klassiske beskrivelse er intensiteten proportional med kvadratet af det elektriske felts amplitude (feltstyrke),

$$I \propto E_0^2, \quad (2)$$

hvilket svarer til, at større amplituder giver større energi transport og kraftigere lys. Siden intensiteten repræsenterer effekt per areal, kan den totale effekt leveret af en lysstråle udregnes som

$$P = IA, \quad (3)$$

hvor A er tværsnitsarealet af strålen. Intensitet er derfor en praktisk målbar måde at beskrive styrken af en elektromagnetisk bølge og den energi den leverer.

Kvantebeskrivelse: lys som fotoner

I kvantefysik er lys beskrevet som enkelte diskrete pulser af energi kaldet fotoner. I modsætning til det klassiske billede, hvor energi kan transporteres kontinuerligt, kan lys ifølge kvantebeskrivelsen kun overføre energi i udelelige enheder. Energien af en enkelt foton afhænger af dens bølgelængde og er givet som

$$E = \frac{hc}{\lambda}, \quad (4)$$

hvor h er Plancks konstant. Denne relation viser at fotonenergien er omvendt proportional til bølgelængde: lys med kortere bølgelængde, såsom UV eller røntgenstråling, har større energi end lys med længere bølgelængde, såsom infrarødt lys. Selvom fotoner ikke har nogen masse, har de stadig en bevægelsesmængde (impuls) givet ved

$$p = \frac{h}{\lambda}. \quad (5)$$

Det betyder at lys også kan overføre bevægelsesmængde til stof, for eksempel ved at udøve strålingstryk på en overflade.

Ved små lys niveauer bliver lyset detekteret som enkelte fotoner, der ankommer ved detektoren til forskellige tidspunkter. I sådan et tilfælde skal størrelser som optisk effekt og intensitet forstås som statistiske. Hver foton har energi E , og den totale optiske effekt afhænger af hvor mange fotoner, der ankommer per sekund. Hvis fotoner ankommer med en gennemsnitlig rate R (fotoner per sekund), er den totale optiske effekt

$$P = RE. \quad (6)$$

Her står altså, at effekten er antal fotoner pr. sekund gange med energien af én foton. Dette giver en direkte sammenhæng mellem den kvantemekaniske beskrivelse og målbare størrelser.

Sammen giver den klassiske og den kvantemekaniske beskrivelse et komplet billede af lys. Lys opfører sig som en bølge når det bevæger sig, interfererer og ved diffraktion, men det opfører sig som en partikel når det udveksler energi og bevægelsesmængde i enkelte diskrete enheder. Denne partikel-bølge dualitet repræsenterer et grundlæggende aspekt af kvantefysik.

1.1 OPTISK EFFEKT

I de fleste tilfælde kan laserlys beskrives indenfor rammerne af den klassiske elektromagnetiske teori, hvor det behandles som en kontinuer elektromagnetisk bølge som i Ligning 1. I denne beskrivelse kan den optiske effekt måles direkte ved brug af en almindelig fotodetektor, som bestemmer effekten fra intensiteten som i Ligning 3. For kvanteoptik er det derimod nødvendigt at operere i det førnævnte tilfælde, hvor det er muligt at detektere enkelte fotoner ved hjælp af (mere følsomme) enkeltfoton-detektorer. I dette afsnit opnås dette ved at dæmpe det optiske felt kraftigt nok, så antallet af fotoner bliver tilstrækkelig lille. I dette regime registrerer enkeltfoton-detektoren diskrete hændelser, svarende til absorptionen af enkelte fotoner, hver med en energi givet ved Ligning 4. Altså i stedet for at måle den optiske effekt direkte, måler enkeltfoton-detektoren fotontællingsraten. Formålet med dette afsnit er at etablere forholdet mellem den klassiske optiske effekt af en laser og fotontællingsraten målt af detektoren, hvormed sammenhængen mellem den klassiske og kvantemekaniske beskrivelse bestemmes.

I en enkeltfoton-detektor bliver fotonerne registreret, når deres absorption genererer et elektrisk signal. Det er dog ikke alle fotoner, der rammer detektoren, som giver anledning til en registreret detektionshændelse, og kun en brøkdel af de indkommende fotoner detekteres. For at beskrive denne opførsel indføres effektiviteten af detektoren, η , som er defineret som sandsynligheden for, at en indkommende foton producerer en registreret tælling. Værdien $\eta = 1$ svarer til en ideel detektor, der opfanger alle indkommende fotoner. Hvis detektoren måler en tællingsrate R_A , svarer denne til mængden af fotoner, der er blevet detekteret. Siden effektiviteten oftest er mindre end 1, må det egentlige antal af fotoner, der rammer detektoren per tid, R_γ , være større end den målte tællingsrate. Den fotonflux, der rammer detektoren, er derfor relateret til tællingsraten ved

$$R_\gamma = \frac{R_A}{\eta}. \quad (7)$$

η er altså den procentdel af de fotoner der rammer detektoren som faktisk registreres. Den optiske effekt målt ved enkeltfoton-detektoren er lig produktet af fotonfluxen og energien af en enkelt foton, som Ligning 6 ovenfor,

$$P_\gamma = R_\gamma E_\gamma, \quad (8)$$

hvor E_γ er energien af en foton fra Ligning 4. I en realistisk eksperimentel opstilling rejser laserlyset gennem flere optiske dæmpere før det rammer detektoren. Disse dæmpere reducerer den optiske effekt ved kun at transmittere en del af lyset. Det betyder den målte effekt ved detektoren, P_γ , er lavere end den originale lasereffekt. Den optiske effekt før nogen dæmpning (lasereffekt), P , kan derfor bestemmes fra den målte effekt og den totale transmissionsfaktor T_{tot} :

$$P = \frac{P_\gamma}{T_{\text{tot}}}, \quad (9)$$

hvor T_{tot} er den totale transmission af det optiske system. Denne transmissionsfaktor er givet ved produktet af de individuelle transmissionskoefficienter for hvert enkelt optiske element mellem laseren og detektoren:

$$T_{\text{tot}} = T_1 \cdot T_2 \cdot T_3 \cdots \quad (10)$$

Med "transmissionsfaktor" menes, at noget af lyset tabes undervejs. De forskellige T 'er er altså en eller anden procentdel som tabes hvert sted. Et eksempel på et sådan optisk element med en transmissionsfaktor er stråledeleren, eller stråledeleren. Som navnet antyder, er stråledeleren et element der opdeler lys i to baner, se Figur 3. Hvis man tænker på lysets bane som en vandrutsjebane, kan stråledeleren være en opdeling af én bane til to, se Figur 2. Når en kontinuerlig mængde vand konstant hældes ned ad rutsjebanen (venstre), vil halvdelen tage den ene vej og den resterende halvdel tage den anden vej. Under optimale forhold deles vandet præcis 50/50. På samme måde vil en kontinuerlig lysbølge deles 50/50 mellem de to udgange af stråledeleren. Halvdelen passerer lige i gennem, og den anden halvdel reflekteres og sendes ud til siden som på figur 3. Sender du i stedet en bowlingkugle ned ad vandrutsjebanen (højre), vil den enten tage den ene eller den anden vej, men under optimale forhold kan man ikke forudsige, hvilken af vejene kuglen tager. Man ser først hvilken bane kuglen har taget, når den kommer ud af en af udgangene af rutsjebanen. På lidt samme måde kan man forstå en stråledeler på enkeltfoton-niveau. Når en foton rammer stråledeleren, har man ingen måde at forudsige, hvilken af banerne den vil tage. Vi ser først hvilken bane fotonen tager, når den registreres af en af detektorerne. **Vi vil senere se, at denne analogi for enkeltfotoner ikke er helt korrekt**, men den kan hjælpe med at forstå stråledeleren.

Ved at kombinere relationerne (7)-(10) kan den optiske effekt af laseren bestemmes ud fra den målte fotontællingsrate, detektoreffektiviteten, fotonenergien og den totale transmissionsfaktor. Dette giver en direkte forbindelse mellem enkelte detektioner af individuelle fotoner og den klassiske beskrivelse af optisk effekt.

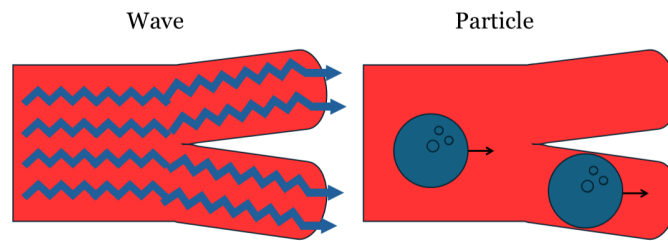


Figure 2: Illustrering af rutsjebaneanalogi. Vand (venstre) deles i de to baner mens bowlingkuglen (højre) 'vælger' en ukendt retning, hvorefter vi ikke længere kan vide hvor den er.

Altså selvom en laserstråle bliver stærkt dæmpet og målt ved enkeltfoton-niveau, er det stadig muligt at finde den oprindelige optiske effekt af lyskilden.

Øvelse: bestem lasereffekten fra fotontællingsraten

I Figur 3 ses en opstilling til at bestemme lasereffekten ved brug af fotontællingsraten.

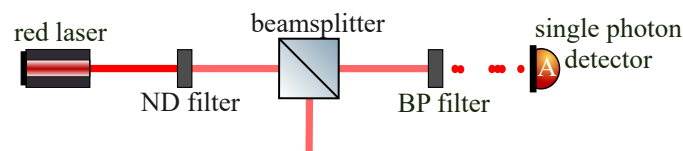


Figure 3: Eksperimentel opstilling til at bestemme optisk effekt af rød laser ved brug af en enkeltfoton-detektor.

Lys fra laseren med bølgelængde $\lambda = 635 \text{ nm}$, herefter kaldet rød laser, dæmpes stærkt af et neutral-density (ND) filter for at reducere intensiteten til et lavere niveau. Den dæmpede stråle rammer så en stråledeler, som lader en kendt del af lyset passere lige igennem til detektionsarmen. I denne arm fortrænger et band-pass (BP) filter baggrundslys og dæmper også strålen yderligere. De transmitterede fotoner rammer dernæst enkeltfoton-detektoren A, som måler dem med en tællingsrate R_A . Transmissionsfaktorerne af de optiske elementer for den røde laser er som følger:

- BP filter transmission: $T_{BP} = 6,97 \times 10^{-6}$,
- Stråledeler transmission: $T_{BS} = 0,4$,
- ND filter transmission: $T_{ND} = 1,20 \times 10^{-3}$.

Spørgsmål

1. Sæt tællingsraten af detektor A til $R_A = 4,330 \text{ MHz}$. Brug følgende parametre:

- Laser bølgelængde: $\lambda = 635 \text{ nm}$,
- Plancks konstant: $h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$,
- Lysets hastighed: $c = 3,00 \times 10^8 \text{ m/s}$,
- Detektoreffektivitet: $\eta = 0,45$.

Brug disse værdier til at udregne fotonenergien, fotonfluxen og den optiske effekt ved detektoren vha. Ligninger 6, 7 og 8. Skriv dit resultat i tabellen herunder:

Parameter	Værdi	Enhed
Fotonenergi (E_γ)		J
Fotonflux (R_γ)		MHz
Optisk effekt ved detektor (P_γ)		W

2. Find den totale transmissionsfaktor og ved brug af din værdi for P_γ , bestem den optiske effekt af laseren (brug Ligning 9). Fyld ind i tabellen herunder:

Parameter	Værdi	Enhed
Total transmissionsfaktor (T_{tot})		–
Optisk effekt af laser (P)		W

Den udregnede optiske effekt af den røde laser skulle gerne være cirka 0.9 mW, hvilket passer med den kendte effekt af den røde laser. I laboratoriet vil I gentage denne øvelse og bestemme lasereffekten eksperimentelt ved at måle tællingsraten direkte.

Øvelse: kan en dæmpet laser fungere som en enkeltfoton-kilde?

Lad os nu fokusere på hvad præcist en dæmpet laser betyder, og om en sådan kilde realistisk set kan anses som en enkeltfoton-kilde. Som vi før har nævnt, udsender en laser kontinuerligt et elektromagnetisk felt, der på et ethvert tidspunkt indeholder mange fotoner. Når en laserstråle bliver dæmpet, sænkes dens optiske effekt sådan, at det gennemsnitlige antal af fotoner tilstede indenfor et kort tidsrum kan blive markant mindre end én. Denne situation er illustreret i Figur 4, hvor fotoner fra en laser, en dæmpet laser og en ideel enkeltfoton-kilde kan ses inden for et kort tidsinterval Δt .

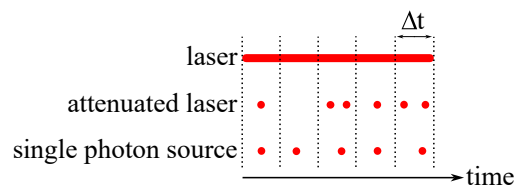


Figure 4: Sammenligning af fotonemission statistik for forskellige lyskilder indenfor korte tidsintervaller Δt .

For at opbygge intuition introducerer vi nu en **idealiseret antagelse**: forestil dig at laseren udsender en perfekt regelmæssig strøm af fotoner, analogt til en periodisk sekvens af jævnt fordelte partikler i tid. I dette billede bliver fotoner udsendt ved et fastholdt tidsinterval, selvom i en typisk laser vil dette interval være ekstremt kort. Dette betyder, at dæmpningen af laseren med en faktor T_{tot} kan anses som, at kun en brøkdel T_{tot} af fotonerne i strømmen passerer igennem dæmperen, mens resten bliver fjernet. Fra dette perspektiv kan man med stærk nok dæmpning øge den gennemsnitlige tid mellem to fotoner, hvilket på et tidspunkt fører til veladskilte detektionshændelser. Indenfor denne forståelse kan en dæmpet laser altså opfattes som en enkeltfoton-kilde, med fotoner der effektivt ankommer en ad gangen ved detektorerne. For at visualisere dette scenarie kvantitativt kan vi estimere middeltallet af fotoner tilstede i den optiske opstilling på et givet tidspunkt. Dette tal er givet ved n :

$$n = \frac{l}{c} R_{\gamma}. \quad (11)$$

Antallet n der ankommer er altså antal fotoner pr. tid (R) ganget med "rejsetiden" $t = l/c$. Her er R_{γ} fotonfluxen fra den tidligere opgave, og $l = 1$ m betegner den optiske vejlængde fra kilden til detektoren. Her kan også "middeltiden mellem fotoner", altså gennemsnitstiden for ankomsten af en foton, bestemmes som

$$\Delta t_{pd} = \frac{1}{R_{\gamma}}, \quad (12)$$

og den tilsvarende rumlige adskillelse (dvs. afstanden mellem 2 fotoner),

$$\Delta d = c \Delta t_{pd}. \quad (13)$$

Disse størrelser giver indsigt i, hvor mange fotoner der samtidig er tilstede i opstillingen, og hvor bredt de er fordelt i tid og rum. Under denne periodisk-emissions antagelse kunne man konkludere, at for tilstrækkelig små fotonrater indholder opstillingen mindre end én foton i gennemsnit, hvilket indikerer enkeltfoton-adfærd. I det følgende afsnit 1.2 Fotonstatistik, skal du beregne/undersøge, hvorfor dette simple billede IKKE er korrekt, og vi derfor ikke kan bruge en laser med dæmpet "klassisk" lys, som en ægte "kvantemekanisk" enkelt-foton-kilde. Det er målet.

Spørgsmål

1. Ved brug af fotonfluxen R_{γ} fra den tidligere opgave, udregn følgende størrelser vha. Ligninger 11, 12 og 13, og skriv dem i tabellen:

Parameter	Værdi	Enhed
Middel fotontal (n)		–
Middeltid mellem fotoner (Δt_{pd})		s
Middelfasthed mellem fotoner (Δd)		m

2. Tror du, at periodisk-emissions antagelsen er realistisk? Kan en veldefineret enkeltfoton-kilde blive realiseret bare ved at dæmpe en laserstråle?

Med denne antagelse kommer man frem til, at middelfastheden mellem fotoner er cirka 31 m. Hvis denne periodisk-emissions model er korrekt, vil det betyde at fotoner er velfordelt i tid og rum, hvilket indikerer, at en stærkt dæmpet laser kan producere lys, der ligner en enkeltfoton-kilde. I dette billede reducerer dæmpningen antallet af fotoner, samtidig med at den bibeholder en klar tidsmæssig adskillelse. Denne beskrivelse er dog baseret på en idealiseret model af fotonemission. For at forstå om denne antagelse afspejler opførelsen af laserlys i virkeligheden, skal vi undersøge de statistiske egenskaber af fotondetektion nærmere. I den næste sektion vil vi bruge en korrelationsfunktion til at analysere emissionsstatistik, og bestemme om hvorvidt en dæmpet laser egentlig opfører sig som en enkeltfoton-kilde eller ej.

1.2 FOTONSTATISTIK

Kvanteoptik er en gren af kvantefysikken, der undersøger lys nede på enkeltfoton-niveau. Mange eksperimenter i dette felt kræver evnen til at generere, detektere og kontrollere enkelte fotoner. Derfor er det essentielt at udvikle en intuitiv forståelse for at analysere de statistiske egenskaber af disse eksperimenter.

Mange af lysets vigtige egenskaber fremtræder ikke i enkelte detektionshændelser, men kommer i stedet fra korrelationen (sammenhængen) mellem målinger. For at kvantisere disse sammenhænge bruger vi korrelationsfunktioner, som er matematiske redskaber, der beskriver hvor stærkt to signaler hænger sammen. Hvis to målinger typisk vokser eller aftager sammen, siger man at de er positivt korreleret. Et hverdagseksempel kunne være temperatur og salg af isvafler: når temperaturen stiger, så stiger også salg af is. I modsætning er noget negativt korreleret, når den ene størrelse vokser samtidig med den anden aftager, eller omvendt. Her kunne eksemplet være temperatur og salg af varm kakao: når temperaturen stiger, så falder salg af varm kakao. Til sidst kan man sige at to størrelser ikke er korreleret, hvilket vil sige, at der ikke er noget forhold mellem de to, og deres opførsel er uafhængige af hinanden. For eksempel er salg af isvafler og antallet af bøger man læser på en dag ikke korreleret.

Korrelationsfunktioner bliver brugt i samtlige grene af fysikken til at forstå hvordan forskellige dele af et system påvirker hinanden over tid og rum. I kvanteoptik er specielt andenordens korrelationsfunktionen, $g^{(2)}(\tau)$, særlig interessant, da den beskriver hvordan lysintensiteter målt på to forskellige detektorer hænger sammen. Dette er vigtigt fordi intensiteten fluktuerer i tid, og disse fluktuationer synliggør nogle af lyskildens vigtige egenskaber, såsom dens kohærens, størrelse og om den opfører sig som en kontinuer klassisk bølge eller som enkelte fotoner.

Andenordens korrelationsfunktion for klassisk lys

Som eksempel betragt opstillingen vist i Figur 5, kendt som et intensitetsinterferometer. Lys fra en laser bliver delt af en stråledeler og detekteret af detektorer A og B. Man kan så sammenligne de målte intensiteter, og bestemme hvordan og hvor stærkt de er korreleret i tid.

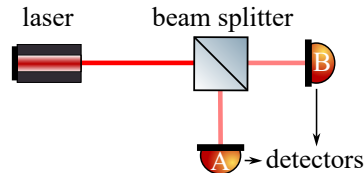


Figure 5: Tegning af et intensitetsinterferometer.

I dette tilfælde er andenordens korrelationsfunktionen defineret som

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_A(t+\tau) I_B(t) \rangle}{\langle I_A(t+\tau) \rangle \langle I_B(t) \rangle}, \quad (14)$$

hvor $I_A(t+\tau)$ og $I_B(t)$ er de målte intensiteter ved detektor A og B, og vinkelparenteserne $\langle \cdot \rangle$ illustrerer altså, at det er et gennemsnit (over et tidsrum). Det "spøjse" τ er det græske bogstav "tau", og indikerer her en forskel i tid på Detektor A og Detektor B. Hvis $t=2$ s og $\tau=3$ s, så vil det blot betyde, at detektor A blev ramt efter 5 s og detektor B efter 2 s. Vi sammenligner altså intensiteten ved detektor A på et senere tidspunkt $t+\tau$ med intensiteten ved detektor B til tid t . Ved at variere denne forsinkelse kan vi undersøge, hvor længe intensitetsfluktuationerne mellem de to signaler forbliver "korreleret". Husk, at korreleret betyder, at de følger hinanden (ligesom temperatur og issalg). Hvis vi er interesseret i den øjeblikkelige korrelation mellem signalerne, kan vi sætte forsinkelsen til 0, $\tau = 0$. Så kan udtrykket forsimples til

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle I_A(t) I_B(t) \rangle}{\langle I_A(t) \rangle \langle I_B(t) \rangle}. \quad (15)$$

Andenordens korrelationsfunktion for enkeltfoton-detektorer

Som tidligere nævnt bliver kvanteoptiske målinger taget med diskrete fotondetektionshændelser fremfor med kontinuerte intensitetssignaler. Andenordens korrelationsfunktionen (Ligning 15) bestemmes derfor ud fra

de registrerede fotonankomsttider. For at analysere disse hændelser deler man det totale måleinterval T op i mindre tidsintervaller Δt . Koindidenshændelser er defineret som tilfælde hvor fotoner bliver detekteret ved både detektor A og detektor B indenfor det samme tidsinterval (fx den 3. tidsinterval på Figur 6).

Princippet for en tidsmåling er illustreret skematisk i Figur 6. Fotoner fra en dæmpet laserkilde rammer en stråledeler, som tilfældigt sender hver enkelt foton mod enten detektor A eller detektor B. Hver detektor måler ankomsttiden for hver foton, hvilket producerer en række tidsmærkede detektionshændelser. Disse hændelser bliver grupperet ind i tidsintervaller af bredde Δt , hvilket gør det muligt at detektere koindidenser mellem de to detektorer indenfor et givet tidsinterval.

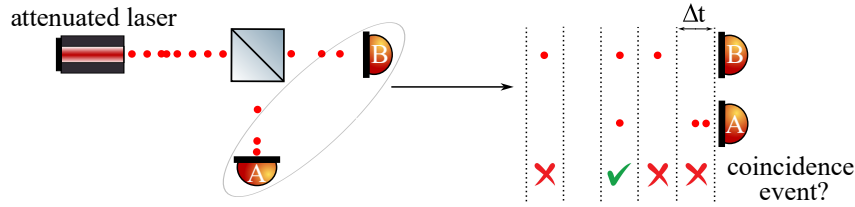


Figure 6: Tegning af en enkeltfotons-korrelationsmåling.

Ved at tælle antallet af detektionshændelser ved hver detektor og antallet af koindidenshændelser kan korrelationerne mellem fotonetektionshændelser kvantiseres. Disse eksperimentelt målte størrelser giver et direkte estimat af andenordens korrelationsfunktionen. Vi introducerer nu de følgende variable:

- N_A : det totale antal af fotonetektioner ved detektor A i løbet af det totalte målingsinterval T ,
- N_B : det totale antal af fotonetektioner ved detektor B i løbet af det totalte målingsinterval T ,
- N_{AB} : antallet af koindidensdetektioner, hvor begge detektorer registrerer en foton indenfor det samme tidsinterval Δt .

Måletiden T deles op i tidsintervaller af bredde Δt , hvilket giver det totale antal af intervaller

$$M = \frac{T}{\Delta t}. \quad (16)$$

Nu kan andenordens korrelationsfunktionen uden forsinkelse udtrykkes i termer af fotonetektioner som

$$g^{(2)}(0) = \frac{N_{AB}}{N_A N_B} M. \quad (17)$$

Intensiteten I fra Ligning 15 er her erstattet af $I = N/M$, antal detektioner pr. interval. I praksis tæller vi ikke det totale antal N af fotoner der rammer i hele måletiden T , men vi tæller antal fotoner pr. sekund: R . Så er antallet $N = R \times T$, hvor T er måletiden. For at relatere det tællings-baseret udtryk i Ligning 17 til eksperimentelt målebare størrelser bruger vi relationerne $N_A = R_A T$, $N_B = R_B T$ og $N_{AB} = R_{AB} T$, hvilket giver et ækvivalent udtryk i termer af detektionsraterne, hvilket ofte er nemmere at måle direkte. Her:

- R_A : fotontællingsraten ved detektor A (hændelser per sekund),
- R_B : fotontællingsraten ved detektor B,
- R_{AB} : koindidensstællingsraten mellem detektor A og B indenfor det samme tidsinterval Δt .

Med disse målbare størrelser kan vi omskrive udtrykket for andenordens korrelationsfunktionen uden forsinkelse til

$$g^{(2)}(0) = \frac{R_{AB}}{R_A R_B \Delta t}. \quad (18)$$

Her afslører værdien af $g^{(2)}(0)$ den statistiske natur af lyskilder. Dens værdi kan afkodes således:

- $g^{(2)}(0) < 1$ (**Anti-klyngedannelse**): Fotonetektioner er negativt korrelerede, hvilket betyder, at der er mindre sandsynlighed for fotoner detekteres ved begge detektorer samtidig, end hvad der forventes for uafhængige hændelser. Med "ikke-klassisk" menes kvantemekanisk, altså at lyset udsendes fx som enkelte partikler, altså fotoner.

- $g^{(2)}(0) = 1$ (**Poisson-statistik**): Fotondetektioner sker uafhængigt af hinanden uden nogen korrelation mellem detektionshændelser ved de to detektorer. Denne adfærd er karakteristisk for fase-stabile lyskilder som en ideel, stabil laser.
- $g^{(2)}(0) > 1$ (**Klyngedannelse**): Fotondetektioner er positivt korrelerede, og fotoner har større sandsynlighed for at ankomme sammen end forventet for uafhængige hændelser. Dette fænomen er typisk for termiske og kaotiske lyskilder. For en ideel enkeltmodet termisk kilde, når klyngedannelsen en maksimum værdi på $g^{(2)}(0) = 2$, hvilket reflekterer den forstørrede sandsynlighed for samtidig foton-detektion grundet den statistiske natur af termisk emission. Termisk emission/termiske lyskilder kan f.eks. være lys fra Solen eller lys fra en glødepære.

Essensen her er, andenordens-korrelationsfunktionen $g^{(2)}(0)$ kan bruges til at skelne mellem klassisk lys (en bølgebeskrivelse) og ikke-klassisk lys (en kvantemekanisk partikel-beskrivelse: altså enkelte fotoner).

Øvelse: forstå andenordens korrelationsfunktionen

Før vi udregner andenordens korrelationsfunktionen, er det brugbart at overveje, hvordan fotoner opfører sig statistisk set ved en stråledeler. Figur 7 viser to eksempler og illustrerer forskellige reflektions- og transmissionsudfald. Det er vigtigt at lægge mærke til, at denne tegning repræsenterer mulige detekteringshændelser fremfor den egentlige vej taget af fotonen. Ifølge kvantebeskrivelsen eksisterer en foton i en superposition af begge udfald, når den rammer en stråledeler. Det betyder, at den essentielt befinder sig i begge arme på én gang, indtil den bliver detekteret. Når fotonen bliver registreret, sker det ved kun én af detektorerne. Vi vil undersøge dette fænomen nærmere i det sidste af eksperimenterne i Eksperimenter-sektionen. Derfor er det stadig fornuftigt at repræsentere de mulige detekteringsudfald og deres sandsynligheder med dette simplificerede billede.

Da vi beskriver eksperimentet med fotondetektionshændelser, er det belejligt at udtrykke andenordens korrelationsfunktionen ved brug af sandsynligheder. Lad P_A og P_B være sandsynlighederne for at detektere en foton ved henholdsvis detektor A og B inden for et tidsinterval, og lad P_{AB} være sandsynligheden for en koincidenshændelse, hvor begge detektorer måler en foton inden for det samme tidsinterval. Ved at bruge relationen mellem sandsynligheden for at detektere og tællingsraten, $R = P/\Delta t$, kan andenordens korrelationsfunktionen skrives som

$$g^{(2)}(0) = \frac{P_{AB}}{P_A P_B}. \quad (19)$$

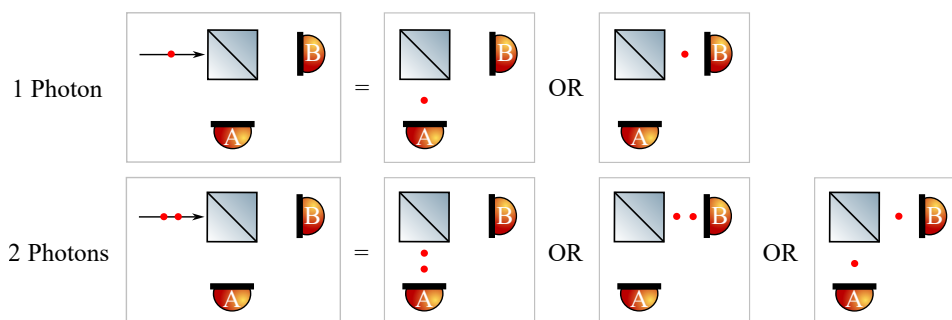


Figure 7: Mulige detekteringsudfald ved en 50:50 stråledeler for én og to indkommende fotoner med alle mulige reflektions- og transmissions muligheder. Ved en beam-splitter (den skrå streg), kan en foton blive "transmitteret", altså fortsætte lige igennem og over til B, eller kan blive "reflekteret" som fra et spejl og fortsætte ned til A.

Derfor kan vi udregne $g^{(2)}(0)$, så snart vi kender sandsynlighederne for refleksion og transmission ved stråledeleren. Vi begynder med det simpleste tilfælde: en enkelt foton rammer stråledeleren. Da kun en enkelt foton er tilstede, kan den enten ramme detektor A eller detektor B, men aldrig begge på samme tid. Derfor er de relevante sandsynligheder

$$P_A^{(1)} = \frac{1}{2} + 0 = \frac{1}{2}, \quad P_B^{(1)} = 0 + \frac{1}{2} = \frac{1}{2}, \quad P_{AB}^{(1)} = 0 + 0 = 0.$$

Hvis vi indsætter disse i Ligning 19, får vi

$$g^{(2)}(0) = \frac{0}{\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2}} = 0.$$

Spørgsmål

1. Udregn $g^{(2)}(0)$ for to indkommende fotoner og udfyld i tabellen herunder. Bemærk, at P_A der indgår i denne formel er sandsynligheden for, at A giver et signal (hvilket den gør både, når der kommer 2 fotoner til detektor A, men også når der kun kommer én foton til detektor A). Bemærk også, at de 3 tilfælde med 2 fotoner ikke er lige sandsynlige. Tegn situationerne op, hvor én foton er gået igennem beam-splitteren, og den anden ikke er. Hvad er så sandsynlighederne for, at der ender 2 fotoner ved detektor A, 2 ved B eller 1 ved hver?

Parameter	Værdi	Enhed
$P_A^{(2)}$		–
$P_B^{(2)}$		–
$P_{AB}^{(2)}$		–
$g^{(2)}(0)$		–

For en enkelt foton fandt vi at $g^{(2)}(0) = 0$, hvilket svarer til perfekt anti-klyngedannelse. Dette sker fordi en enkelt foton kun kan detekteres i én af de to arme fra stråledeleren, så koindidenstillinger er umulige. For to fotoner stiger korrelationsværdien til $g^{(2)}(0) = \frac{8}{9}$. I dette tilfælde er der en endelig sandsynlighed for, at fotonerne splittes mellem de to detektorer resulterende i større end nul koindidensthændelser. For tre fotoner stiger korrelationen yderligere til $g^{(2)}(0) = \frac{48}{49}$, hvilket er tæt på 1. Denne opførsel fortsætter for voksende fotontal: sandsynligheden for koindidenstillinger stiger, og værdien nærmer sig 1. I grænsen for et stort antal af fotoner konvergerer korrelationsfunktionen til $g^{(2)}(0) = 1$, hvilket svarer til den forventede opførsel af klassisk lys. Dette resultat fremhæver den fundamentale forbindelse mellem kvantebeskrivelsen og den klassiske beskrivelse af lys. Ved lave fotontal dominerer den iboende diskrete natur af fotonen systemets opførsel, hvilket leder til stærk fortrængning af mængden af koindidenstillinger og anti-klyngedannelse, der udelukkende er et kvantefænomen uden noget tilsvarende i klassisk fysik. Når fotontallet vokser, spiller denne begrænsning en mindre og mindre rolle. Sandsynligheden for at fotoner fordeles lige mellem begge arme af stråledeleren stiger, og koindidenstillinger bliver hyppigere. Den statistiske opførsel af detektionshændelserne nærmer sig langsomt det som klassisk fysik ville forudsige.

Øvelse: tidsgennemsnit af andenordens korrelationsfunktionen

I den tidligere øvelse evaluerede vi andenordens korrelationsfunktionen i et enkelt tidsinterval. Vi udvider nu denne ide til en realistisk eksperimentel opstilling, hvor korrelationsfunktionen udregnes ved at tage et gennemsnit af detektionshændelser over flere tidsintervaller. Lad os først overveje en ideel enkeltfoton-kilde, der udsender præcis en foton per interval i fem tidsintervaller. Situationen kan ses på Figur 4. Tidsgennemsnittet af sandsynlighederne for at detektere ved de to detektorer er

$$P_A = \frac{1}{5} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) = \frac{1}{2} = P_B. \quad (20)$$

Tidsgennemsnittet af sandsynligheden for koindidensthændelser er derfor

$$P_{AB}(0) = \frac{1}{5} (0 + 0 + 0 + 0 + 0) = 0. \quad (21)$$

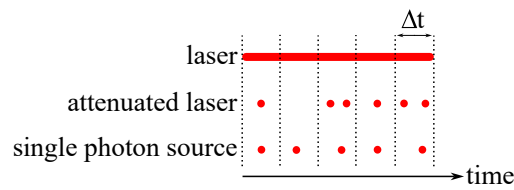
Puttes disse ind i Ligning 19, finder vi at

$$g^{(2)}(0) = 0. \quad (22)$$

Dette eksempel demonstrerer perfekt anti-klyngedannelse efter at have taget et gennemsnit over flere tidsintervaller.

Spørgsmål

1. Overvej nu den dæmpede laser vist i Figur 4. I dette tilfælde kan forskellige tidsintervaller have nul, en eller to fotoner. Udregn andenordens korrelationsfunktionen $g^{(2)}(0)$ ved at tage gennemsnittet over hele tidsintervallet.
Hint: Tidsintervaller, der ikke indeholder nogle fotoner, bidrager ikke til detektionshændelser og bør ekskluderes fra sandsynlighedsgennemsnittet.



Figur 4: Sammenligning af fotonemission statistik for forskellige lyskilder indenfor korte tidsintervaller Δt .

Parameter	Værdi	Enhed
P_A		–
P_B		–
P_{AB}		–
$g^{(2)}(0)$		–

Andenordens korrelationsfunktionen $g^{(2)}(0)$ udregnes ved at tage gennemsnittet af detekteringshændelser over flere tidsintervaller. For en ideel enkeltfoton-kilde inderholder hvert tidsinterval højst én foton. Dette betyder at koincidenshændelser aldrig finder sted, og korrelationsfunktionen forbliver $g^{(2)}(0) = 0$, hvilket viser perfekt anti-klyngedannelse. Til modsætning opfører en dæmpet laser sig anderledes. Selvom dæmpningen reducerer antallet af fotoner til stede i opstillingen, forbliver emissionen tilfældig. Det betyder, at nogle tidsintervaller stadig kan indeholde mere end én foton. I dette tænkte eksempel har i forhåbentlig udregnet $g^{(2)}(0) = \frac{16}{25}$, hvilket klart er større end nul. Det viser at koincidenshændelser er mulige, og lyset opfører sig ikke som en ægte enkeltfoton-kilde. Dette fortæller os, at vores tidligere antagelse om en periodisk-emissions model nok er forkert. Fotonemission fra laseren er tilfældig nok til, at selvom vi sænker antallet af fotoner markant, så vil vi stadig nogle gange have flere fotoner inden for et tidsinterval. Så dæmpningen af en laser gør lyset svagere, men det kan ikke gøre det mere 'kvante'.

For at kunne observere lysets kvanteopførsel, må vores kilde kun udsende én foton ad gangen, fremfor blot at være dæmpet klassisk lys.

1.3 SPONTAN PARAMETRISK NEDKONVERTERING

I det meste ordinære optiske materiale bliver lys enten transmitteret, absorberet eller reflekteret, uden at der sker fundamentale ændringer af dets egenskaber. Derimod opfører ikke-lineære krystaller sig anderledes. Deres optiske egenskaber tillader, at lys kan vekselvirke med materialet på en måde, så de kan ændre antallet og energien af fotoner. Under de rette kriterier muliggør denne vekselvirkning en proces kaldet spontan parametrisk nedkonvertering (SPDC=Spontaneous Parametric Down Conversion på engelsk). Udtrykket nedkonvertering referer til transformationen af en højere-energi foton til to lavere-energi fotoner, der genereres samtidig. Udtrykket parametrisk indikerer at krystallen faciliterer denne vekselvirkning uden at absorbere noget af fotonens energi: i stedet bliver energien fordelt mellem de to nye fotoner, og krystallen forbliver uændret. Udtrykket spontan fremhæver at processen sker tilfældigt og uden ekstern kontrol. Nedkonverteringen sker derfor ikke for hver foton, der rammer krystallen, og den er probabilistisk.

Figur 8 illustrerer en analogi til SPDC. Egenskaberne af de genererede fotoner er fastlagt af fundamentale bevaringslove, specielt energi- og impulsbevarelse (bevægelsesmængde). Energibevarelse kræver at den totale energi før og efter vekselvirkningen er den samme. En intuitiv måde at forstå dette er ved at forestille sig, at man deler to mønter op i to mindre mønter. Deres totale værdi ændres ikke, den er bare fordelt mellem to stykker. Sammenligneligt er energien af den indkommende pumpefoton (blå) fordelt på de to nye fotoner (røde). Hver foton har en del af den samlede energi, og tilsammen har de den samme energi som pumpefotonen havde før vekselvirkningen. Det medfører, at hver af de genererede fotoner har lavere energi end den oprindelige pumpefoton. Impulsbevarelse styrer derimod retningen, som de to fotoner bevæger sig i. Impuls (bevægelsesmængde) beskriver både bevægelse og retning, og den bevares også under vekselvirkningen. En analogi til dette kunne være en billiardkugle (blå) der rammer to mindre billiardkugler (røde) som ligger stille, se Figur 8 og forestil dig at cirklerne her er billiardkuglerne i dette tankeeksperiment. Efter 'stødet' ligger den indkommende kugle stille og de to udgående kugler er sat i bevægelse. De to kugler (røde) kan ikke bevæge sig i arbitrære retninger, deres bevægelse må være i balance, så den totale impuls/bevægelsesmængde er bevaret. Dette illustreres af, at impulserne af de to røde kugler $\vec{p}_s$ og $\vec{p}_i$ summer til impulsen af den indkommende blå kugle $\vec{p}_p$. På samme måde konverteres pumpefotonen til to fotoner, hvis bevægelsesretninger også er fastlagt. De må bevæge sig i en bestemt retning for at sikre, at den totale impuls/bevægelsesmængde er lig den for den oprindelige pumpefoton.

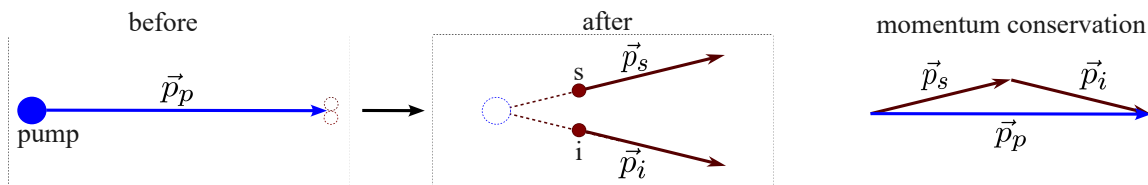


Figure 8: Illustrering af analogi til SPDC med impulsbevarelse.

Figur 9 illustrerer SPDC processen i et bredere perspektiv. En pumpelaserstråle med bølgelængde $\lambda = 405 \text{ nm}$ rammer en ikke-lineær krystal (BBO). De fleste af fotonerne bevæger sig gennem uden vekselvirkning, men med lille sandsynlighed konverteres nogle af pumpefotonerne til par af lavere-energi fotoner kaldet signal s og idler i fotoner. Husk, at "pumpefotonerne" er dem der sendes ind i materialet, og så "nedkonverteres" til 2 fotoner med lavere energi. De to fotoner der sendes ud kalder vi hhv. signal s og idler i (navnene forklares senere). I dette eksperiment har både signal- og idlerfotonen bølgelængde $\lambda = 810 \text{ nm}$, hvilket vil sige de hver har halvdelen af den oprindelige pumpefotons energi. Disse fotoner udsendes ved veldefinerede vinkler relativt til pumpestrålen, som skaber et karakteristisk kegleformet emissionsmønster. Et centralt kendetegn for SPDC er den stærke korrelation mellem signal- og idlerfotonen. Da de altid dannes i par, medfører detekteringen af en foton med det samme eksistensen af dens partner. Denne egenskab tillader en foton til at fungere som trigger, eller udløser, der indikerer eksistensen af den anden foton. På denne måde giver SPDC en praktisk og pålidelig metode til at generere enkeltfotoner.

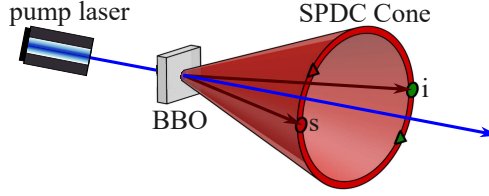


Figure 9: Skematisk repræsentation af SPDC i en ikke-lineær BBO krystal. En pumpefoton, der rammer krystallen, kan spontant splittes til et par af fotoner med lavere energi, kaldet s (signal) og i (idler) fotoner, der genereres samtidigt og er dikteret af energi- og impulsbevarelse.

Energibevarelse kræver, at energien af pumpefotonen er lig med den samlede energi af de to dannede fotoner (signal og idler):

$$E_p = E_s + E_i. \quad (23)$$

Fotonenergien er relateret til dens vinkelfrekvens ω og bølgelængde λ ved

$$E = \hbar\omega = \frac{hc}{\lambda}, \quad (24)$$

hvor $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ er den reducerede Planck konstant. Her bruges universitetsnotation, "hbar" som er h med en streg igennem, $\hbar = h/(2\pi)$, mens ω jo er $\omega = 2\pi f$, så $\hbar\omega = hf$, altså, at energien af en foton er Plancks konstant gange frekvensen, som I kender.

Energibevarelsesudtrykket kan så omskrives til

$$\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i, \quad (25)$$

der kan simplificeres til

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \iff \frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i}. \quad (26)$$

Dette udtryk viser, at vinkelfrekvensen af pumpefotonen er lig summen af vinkelfrekvenserne af signal- og idlerfotonen. I vores tilfælde producerer en pumpefoton med bølgelængde $\lambda = 405 \text{ nm}$ to fotoner med samme bølgelængde $\lambda = 810 \text{ nm}$, hvilket er konsistent med energibevarelse.

Udover energibevarelse skal også bevægelsesmængden bevares. Dette kan skrives i termer af fotonens bølgevektorer (vist på Figur 8):

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i. \quad (27)$$

Størrelsen af bølgevektoren i et medium med brydningsindeks n er givet ved

$$|\vec{k}| = \frac{2\pi n}{\lambda} = \frac{n\omega}{c}. \quad (28)$$

Da fotonimpuls er direkte proportional til bølgevektoren,

$$\vec{p} = \hbar\vec{k}, \quad (29)$$

sikrer denne betingelse, at den totale bevægelsesmængde er bevaret under konverteringen. Som resultat af dette bliver signal- og idlerfotonen emitteret i specifikke retninger, der overholder fasebetingelsen fastlagt af den ikke-lineære krystal.

Sammen bestemmer bevarelsen af energi og bevægelsesmængde fuldstændig frekvenserne (og dermed bølgelængderne) og bevægelsesretningerne af de genererede fotoner. Disse restriktioner fører til stærk korrelation mellem signal- og idlerfotonen, hvilket giver basis for deres brug i kvanteoptiske eksperimenter.

Korrelationsfunktionen for SPDC

I kontrast til korrelationsmålingerne beskrevet tidligere, hvor to detektorer fandt tællingsrate korrelation fra en sand enkeltfoton-kilde, kræver SPDC kilden en modificeret opstilling grundet dens tilfældighed. I SPDC bliver fotoner genereret i par, og målingen af én foton giver information om eksistensen af dens makker. Denne målte foton bruges som en budbringer, der fortæller om dens korrelerede makker, som blev produceret samtidig. For at gøre brug af denne egenskab introduceres en tredje detektor, der fungerer som trigger og

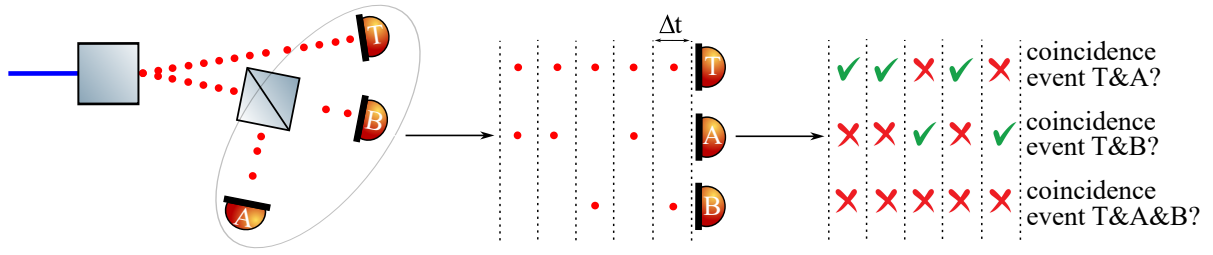


Figure 10: Tegning af triple-koincidenshændelser med en SPDC fotonpar-kilde.

signalerer, at et fotonpar blev genereret. Dette giver os mulighed for at lave betingede målinger, hvilket er illustreret i Figur 10.

Det er her, hvor signal og idle fotonen er smarte, da den ene af dem kan måles ved T, og når vi så gør det, så ved vi, at der også er blevet sendt en foton ind i beam-splitteren. Her har vi altså en ægte enkelt-foton-kilde i modsætning til den dæmpede laser. Da kun en enkelt foton er til stede i armen med stråledeleren, kan den enten måles ved detektor A eller B, men ikke ved begge samtidig. Derfor er det kun detektionshændelser ved A eller B, der sker koincident med en triggerhændelse ved detektor T, der svarer til den sande makker af budbringerfotonen. Alle ikke-korrelerede målinger, såsom falske tællinger eller baggrundslys, bliver (næsten altid) automatisk skåret fra, fordi de ikke er i koincidens med en triggerhændelse. Derfor er korrelationsmålingen betinget af triggerhændelsen og baseret på triple-koincidens mellem detektor T, A og B fremfor den simple AB-koincidens fra før. Denne opstilling sikrer, at de fundne korrelationer kommer fra fotonpar genereret ved SPDC. Den tilsvarende andenordens korrelationsfunktion for denne konfiguration er defineret som

$$g^{(2)}(0) = \frac{R_{TAB} \cdot R_T}{R_{TA} \cdot R_{TB}} \quad (30)$$

hvor:

- R_T : tællingsraten af triggerdetektoren (T),
- R_{TA} : koindenstællingsraten mellem detektor T og A,
- R_{TB} : koindenstællingsraten mellem detektor T og B,
- R_{TAB} : triple-koindenstællingsraten mellem detektor T, A og B.

Denne version af $g^{(2)}(0)$ kvantificerer den betingede sandsynlighed for, at budbringerfotonen detekteres samtidig ved begge af stråledelerens udgange. For en ideel enkeltfoton-kilde er en sådan samtidig måling ved de to arme umulig, da en enkelt foton kun kan måles et sted. I dette tilfælde er triple-koindenstraten R_{TAB} nul, resulterende i $g^{(2)}(0) = 0$. For en klassisk lyskilde som en dæmpet laser er samtidige detektionshændelser ved de to detektorer mulige grundet fotoners statistiske fordeling, og korrelationsfunktionen får en værdi på $g^{(2)}(0) = 1$. Derfor vil en værdi af $g^{(2)}(0) < 1$ indikere ikke-klassisk opførsel og bekræfte dannelsen af enkelte fotoner ved SPDC.

1.4 MICHELSON INTERFEROMETER

I de tidligere kapitler har vi fokuseret mest på lys opfattet som partikler, nu skal vi opfatte lys som bølger, hvilket er ligeså fundamentalt for at forstå mange optiske fænomener. I klassisk elektromagnetisme bliver lys beskrevet som elektromagnetiske bølger bestående af svingende (oscillerende) elektriske og magnetiske felter, der er givet som i Ligning 1. I de fleste optiske eksperimenter måler en fotodetektor intensiteten af lys, der er defineret som i Ligning 2 og er proportional til kvadratet af amplituden på det elektriske felt (feltstyrken), $I \propto |E|^2$.

En vigtig egenskab af elektromagnetiske bølger er superpositionsprincippet. Når to lysbølger overlapper i tid og sted, lægges deres elektriske felter sammen til et totalt elektrisk felt. Da intensiteten afhænger af kvadratet af det totale elektriske felt fremfor summen af de individuelle intensiteter, kan den resulterende intensitet være større eller mindre end intensiteten af de individuelle bølger. Dette fænomen er kendt som interferens og afspejler lysets bølgenatur.

Resultatet af interferens er bestemt af faseforskellen mellem bølgerne. Med faseforskel menes blot, at de to bølger er forskudt af hinanden. Se Figur 11 nedenfor. For en sinusformet elektromagnetisk bølge (se Figur 1) beskriver fasen positionen af bølgen inden for en svingning (oscillation). En fuld svingning svarer til en faseforskel på 2π , mens en faseforskel på π svarer til en halv svingning, hvilket vil sige at én bølge har et maksimum hvor den anden har et minimum. I praksis er den absolutte fase af en enkelt bølge ikke noget man kan måle, i stedet afhænger f.eks. intensiteten af den relative fase mellem to bølger, betegnet $\Delta\phi$.

Når to kohærente lysbølger (for eksempel laserlys) overlapper, bestemmer deres faseforskel, hvordan deres elektriske felter kombinerer og dermed den observerede intensitet. Konstruktiv interferens sker når to bølger er i fase, det vil sige, når deres faseforskel er nul ($\Delta\phi = 0$ eller et heltalligt multiplum af 2π). Deres elektriske felter forstærker så hinanden, hvilket giver maksimal intensitet. Destruktiv interferens sker, når bølgerne er ude af fase med π (eller et ulige heltalligt multiplum af π), resulterende i at de elektriske felter eliminerer hinanden og producerer minimal intensitet. For alle faseforskelle derimellem kombineres bølgerne delvist, hvilket giver en mellemliggende intensitet. Figur 11 illustrerer disse tre vigtige tilfælde for interferens, og hvordan superposition fører til konstruktiv, delvist og destruktiv interferens afhængig af deres relative fase.

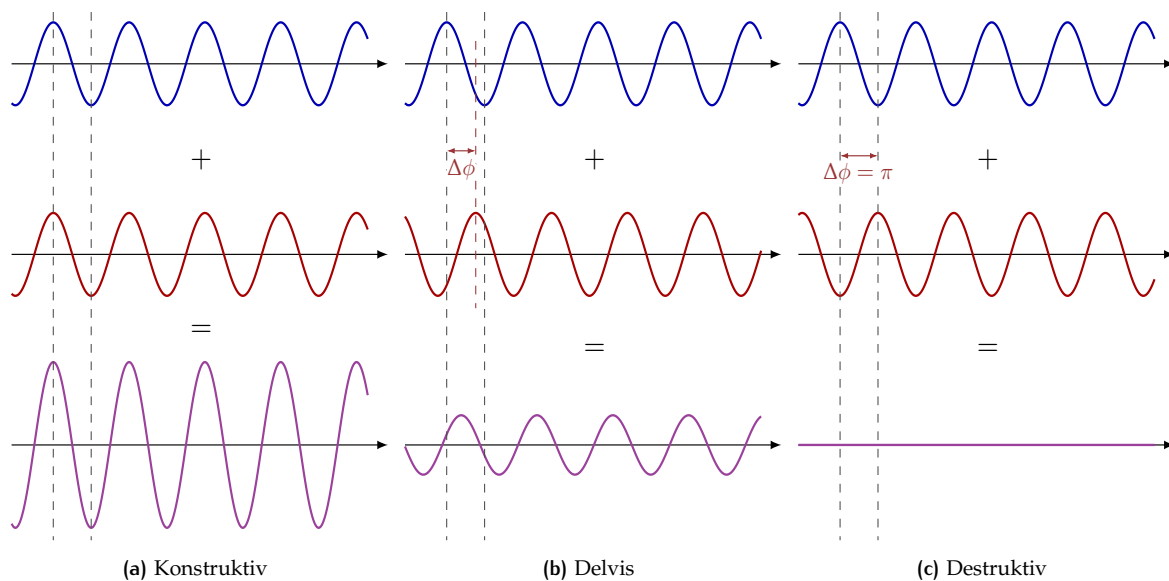


Figure 11: Sammenligning af konstruktiv, delvis og destruktiv interferens der stammer fra forskellige faseforskelle mellem to sinusformede bølger, blå og rød.

Disse interferens tilfælde er som følger:

- **Konstruktiv interferens:** Dette sker, når to bølger er i perfekt fase, hvilket betyder deres toppe og dale overlapper. Matematisk svarer dette til en faseforskel på $\Delta\phi = 0$ eller et heltalligt multiplum af 2π .
- **Destruktiv interferens:** Dette tilfælde sker, når bølgerne er perfekt ude af fase, svarende til en faseforskel på $\Delta\phi = \pi$ eller et ulige heltalligt multiplum af π . Her har en bølge en top præcis mens den anden bølge har en dal, hvilket helt eliminerer hinandens amplituder.
- **Delvis interferens:** Når faseforskellen er hverken 0 eller π , har bølgerne altid delvist overlap.

En af de vigtigste anvendelser af bølgeinterferens er interferometri, hvilket bruger instrumenter kaldet interferometre til at måle faseforskelle med ekstremt høj præcision. Blandt de simpleste og mest udbredte eksempler er Michelson interferometeret, vist på Figur 12. Michelson interferometeret begynder med en

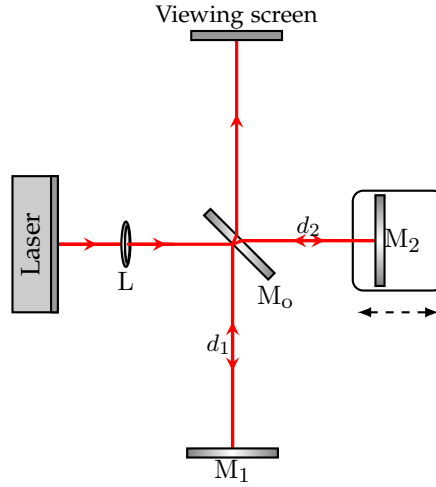


Figure 12: Tegning af Michelson interferometeret.

kohærent lyskilde, typisk en laser. Denne laser rammer en 50:50 stråledeler, M_o , der deler lyset i to stråler med samme intensitet. En stråle går lige igennem stråledeleren og bevæger sig mod spejl M_2 , mens den anden stråle reflekteres mod spejl M_1 . Efter at have reflekteret fra hver deres spejl rammer de to stråler igen stråledeleren, hvor de igen kombineres. Det kombinerede lys rammer så en skærm eller detektor. Det er her et interferensmønster kan ses. Vi vil nu antage at spejl M_1 fastholdes ved en afstand d_1 fra stråledeleren. Spejl M_2 monteres derimod på en lineær forskydningsenhed, der tillader justering af dens position, og derfor afstanden d_2 .

Hvis de to arme d_1 og d_2 er lige lange, vil der være konstruktiv interferens, når strålen kommer tilbage. Ligeså, hvis forskellen i længden er et helt antal bølgelængder. Og destruktiv interferens, hvis forskellen er et halvt antal bølgelængder. Fremtræden af lyse eller mørke interferensstriber er derfor bestemt af den relative afstand mellem de to arme, en størrelse kaldet vejlængdeforskellen. For Michelson interferometeret er vejlængdeforskellen, ΔL , givet ved

$$\Delta L = 2(d_2 - d_1). \quad (31)$$

hvor faktor to kommer af, at lyset bevæger sig igennem armen to gange (frem og tilbage). Denne vejlængdeforskel introducerer en faseforskel mellem de to stråler (de 2π kommer fra, at vi regner i radianer):

$$\Delta\phi = k \Delta L = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L. \quad (32)$$

Som et resultat heraf er intensiteten ved detektoren grundet superpositionen af de to stråler givet ved

$$I = I_0 \left[\frac{1 + \cos(\Delta\phi)}{2} \right], \quad (33)$$

hvor I_0 er den maksimale intensitet opnået ved perfekt konstruktiv interferens. Et eksempel på det resulterende runde interferensmønster kan ses på Figur 13.

Da synlige bølgelængder kun er nogle få hundrede nanometer, er det svært direkte at måle så små forskydninger. I stedet flytter man typisk spejlet en større, kontrolleret afstand. Lad Δz være spejlets totale forskydning og N antallet af optalte interferenscykluser under forskydningen. Bølgelængden af lyset er derved givet ved

$$\lambda = \frac{2 \Delta z}{N}. \quad (34)$$

Denne metode giver grund for en af de stærkeste anvendelser af Michelson interferometeret: præcise målinger af bølgelængde. Udover dette gør instrumentets ekstraordinære følsomhed overfor de mindste ændringer i afstand det essentiel i mange grene af både natur- og ingeniørvidenskaben. Michelson interferometri muliggør detektion af små overflade defekter, kalibreringen af præcise optiske komponenter og måling af utroligt små forskydninger. I dets mest avancerede implementeringer, såsom på gravitationsbølge observatorier, tillader de samme principper forskere at detektere forvridninger i rumtid langt mindre end diameteren af en proton, hvilket understreger de store muligheder ved interferometriske teknikker.

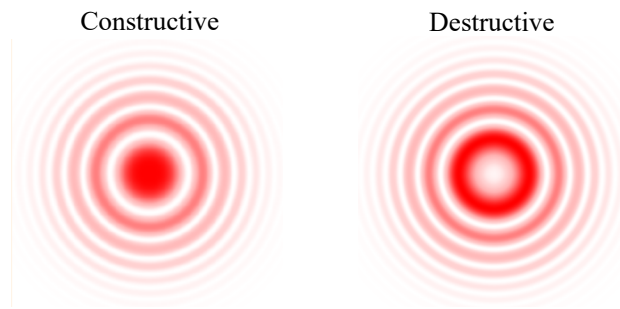


Figure 13: Cirkulære rande der illustrerer konstruktiv og destruktiv interferens i et Michelson interferometer.

1.5 POLARISATION

Polarisation beskriver orienteringen og den tidsmæssige udvikling af lysets elektriske feltvektor. Selvom alle elektromagnetiske bølger har polarization, bliver den særligt vigtig i optik, fordi den giver en eksperimentelt tilgængelig og kontrollerbar frihedsgrad.

KLASSISK BESKRIVELSE AF POLARISATION

I Figur 1 blev en monokromatisk plan elektromagnetisk bølge, der udbreder sig langs z -retningen, introduceret. Generelt er den elektriske feltvektor $\vec{E}(z, t)$ dog ikke begrænset til at oscillere langs en enkelt tværgående retning. I stedet kan den oscillere i en vilkårlig retning inden for planet vinkelret på udbredelsesretningen. For en plan bølge, der bevæger sig i z -retningen, kan det elektriske felt udtrykkes som summen af to ortogonale tværgående komponenter:

$$\vec{E}(z, t) = \hat{x} E_x \sin(kz - \omega t) + \hat{y} E_y \sin(kz - \omega t + \phi), \quad (35)$$

hvor E_x og E_y betegner amplituderne af de elektriske feltkomponenter langs henholdsvis x - og y -akserne, og ϕ er den relative fase mellem dem. Polarisationstilstanden af den elektromagnetiske bølge er fuldstændigt bestemt af de relative amplituder E_x og E_y sammen med faseforskellen ϕ . Den samlede amplitude af det elektriske felt er defineret som

$$E_0 = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}. \quad (36)$$

Hvis den relative fase mellem de tværgående komponenter af det elektriske felt er $\phi = 0$, oscillerer komponenterne i fase. Som resultat bevarer den elektriske feltvektor en konstant retning i det tværgående plan, mens dens størrelse oscillerer i tid. Denne polarisationstilstand kaldes lineær polarization. Orienteringen af polarisationen specificeres ved en vinkel θ målt i forhold til x -aksen, som illustreret i Figur 14. Denne vinkel bestemmes af de relative amplituder af feltkomponenterne og er givet ved

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{E_y}{E_x} \right). \quad (37)$$

To vigtige specialtilfælde er horisontal polarisation, hvor $E_y = 0$ og feltet oscillerer udelukkende langs x -aksen, og vertikal polarisation, hvor $E_x = 0$ og feltet oscillerer udelukkende langs y -aksen.

Malus' lov

Polarisationen af lys kan effektivt kontrolleres ved hjælp af lineære polarisatorer. En lineær polarisator er et optisk element, der selektivt transmitterer én lineær polarisationskomponent af en indkommende elektromagnetisk bølge, mens den ortogonale komponent undertrykkes. Som resultat er lyset, der kommer ud fra polarisatoren, altid lineært polariseret langs polarisatorens transmissionsakse, uanset den oprindelige polarisationstilstand af det indkommende lys.

Betragt en lysstråle med lineær polarisation karakteriseret ved en vinkel θ_{in} i forhold til x -aksen. Når dette lys passerer gennem en lineær polarisator, hvis transmissionsakse er orienteret med en vinkel θ_{pol} , projiceres det elektriske felt på polarisatorens akse. Derfor transmitteres kun den komponent af feltet, der er parallel

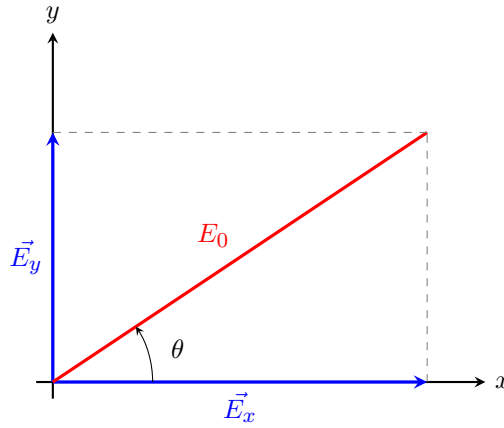


Figure 14: Vektorrepræsentation af lineær polarisation i det tværgående plan.

med denne akse. Den transmitterede intensitet I_{out} er relateret til den indkommende intensitet I_{in} ved Malus' lov:

$$I_{\text{out}} = I_{\text{in}} \cos^2(\theta_{\text{in}} - \theta_{\text{pol}}). \quad (38)$$

For upolariseret lys er alle polarisationsretninger lige sandsynlige. I dette tilfælde transmitterer en lineær polarisator i gennemsnit halvdelen af den indkommende intensitet, uafhængigt af orienteringen af polarisatorens akse:

$$I_{\text{out}} = \frac{1}{2} I_{\text{in}}. \quad (39)$$

Figur 15 opsummerer virkningen af en lineær polarisator efterfulgt af en analysator (en anden lineær polarisator) på en indkommende lysstråle. Til at begynde med er det indkommende lys med intensiteten I_0 upolariseret og indeholder elektriske feltkomponenter i alle tværgående retninger. Efter at have passeret gennem den første polarisator transmitteres kun den feltkomponent, der er rettet langs polarisatorens transmissionsakse, hvilket resulterer i lineært polariseret lys med en reduceret gennemsnitlig intensitet $I_1 = \frac{I_0}{2}$. Analysatoren, hvis transmissionsakse er roteret med en vinkel θ_{pol} i forhold til polarisationsretningen af den indkommende stråle, projicerer yderligere det elektriske felt på sin egen akse. Som konsekvens afhænger den transmitterede intensitet $I_2 = I_1 \cos^2 \theta$ af den relative vinkel mellem polarisatoren og analysatoren i overensstemmelse med Malus' lov og aftager, når vinkelforskellen mellem de to akser øges.

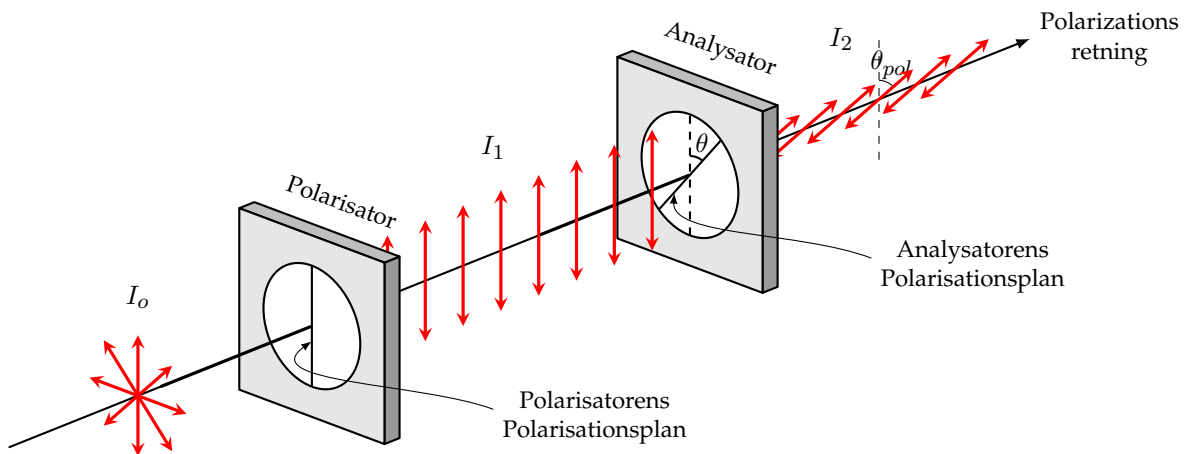


Figure 15: Upolariseret lys passerer gennem en lineær polarisator og en analysator. Den første polarisator producerer lineært polariseret lys, mens den transmitterede intensitet efter analysatoren afhænger af den relative vinkel θ mellem deres transmissionsakser.

POLARISATION I KVANTEBILLEDET

Mens klassisk fysik repræsenterer polarisation gennem den kontinuerte oscillation af det elektriske felt, skal polarisationen af en enkelt foton i stedet beskrives ved hjælp af kvantemekanikkens formalisme. I denne ramme er polarisation ikke en klassisk feltegenskab, men en kvantetilstand.

En-foton polarisationstilstand

Det fundamentale koncept, der bruges til at beskrive ethvert fysisk system i kvantemekanikken, er kvantetilstanden. En kvantetilstand indeholder al den information, der kræves for at forudsige de statistiske udfald af målinger udført på systemet. Kvantetilstande repræsenteres ved hjælp af en kompakt matematisk notation kendt som ket-notation, eller Dirac-notation. I denne notation skrives en tilstand som

$$|\text{tilstand}\rangle,$$

hvor symbolet inde i ketten blot er en betegnelse, der identificerer systemets tilstand. For at beskrive kvantetilstande på en systematisk og fuldstændig måde er det nyttigt at introducere begrebet en basis. En basis består af et sæt ortonormale kvantetilstande, der udspænder systemets tilstandsrum. Enhver kvantetilstand kan skrives som en lineær kombination af disse basistilstande, som giver en praktisk reference for både teoretiske beskrivelser og eksperimentelle målinger.

For polarisationen af en enkelt foton er et naturligt og bredt anvendt valg af basis givet ved de horisontale og vertikale polarisationstilstande. I den horisontale polarisationstilstand har det elektriske felt ingen komponent langs y -retningen ($E_y = 0$) og oscillerer udelukkende langs x -aksen. I den vertikale polarisationstilstand har det elektriske felt ingen komponent langs x -retningen ($E_x = 0$) og oscillerer udelukkende langs y -aksen. Disse to tilstande repræsenterer de mulige polarisationsudfald for en individuel foton og betegnes ved

$$|H\rangle, \quad |V\rangle. \quad (40)$$

Fotonpolarisation danner således et kvantesystem med to niveauer, hvilket betyder, at to uafhængige basistilstande er tilstrækkelige til fuldstændigt at beskrive dens polarisationsfrihedsgrad.

Dette valg af basis er ikke unikt. Andre ortonormale baser kan defineres, såsom de diagonale og anti-diagonale polarisationstilstande, betegnet ved $|D\rangle$ og $|A\rangle$. Disse tilstande svarer til lineær polarisation orienteret ved vinkler på henholdsvis $+45^\circ$ og -45° i forhold til x -aksen. Tilstandene $|D\rangle$ og $|A\rangle$ er relateret til den horisontal-vertikale basis gennem et basisskift og giver en lige så gyldig beskrivelse af det samme fysiske system. I den følgende diskussion begrænser vi os dog til $|H\rangle$ - og $|V\rangle$ -basisen.

Superposition

Indtil videre har vi beskrevet en foton som enten horisontalt polariseret, $|H\rangle$, eller vertikalt polariseret, $|V\rangle$. Et fundamentalt princip i kvantemekanikken er dog begrebet superposition. I modsætning til et klassisk objekt er en foton ikke begrænset til at befinde sig i én enkelt polarisationstilstand. I stedet kan den eksistere i en kohærent kombination af de to basistilstande. En vilkårlig polarisationstilstand for en enkelt foton kan derfor skrives som

$$|\psi\rangle = \alpha |H\rangle + \beta |V\rangle, \quad (41)$$

hvor $|\psi\rangle$ betegner fotonens kvantetilstand, og α og β er komplekse sandsynlighedsamplituder, der beskriver de relative bidrag fra de horisontale og vertikale polarisationskomponenter.

Måleresultater i kvantemekanikken er i deres natur probabilistiske. Teorien forudsiger ikke resultatet af en individuel måling, men tildeler i stedet sandsynligheder til de mulige udfald. For en polarisationsmåling udført i $\{|H\rangle, |V\rangle\}$ -basisen er sandsynligheden for at opnå et givet resultat lig med kvadratet af størrelsen af den tilsvarende amplitude. Målesandsynlighederne er derfor

$$P_H = |\alpha|^2, \quad P_V = |\beta|^2.$$

Da ét af disse to udfald skal forekomme, opfylder sandsynlighederne normaliseringsbetingelsen

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1. \quad (42)$$

Selvom udfaldet af enhver enkelt polarisationsmåling er tilfældigt, giver gentagne målinger udført på identisk forberedte fotoner stabile statistiske resultater. I grænsen af mange forsøg konvergerer de relative frekvenser af horisontale og vertikale udfald mod de sandsynligheder, der forudsiges af kvantetilstanden.

I praksis observeres disse sandsynligheder ikke direkte. I stedet producerer hver måling en diskret detek-tionshændelse, eller et klik, i en af enkeltfoton-detektorerne. Sandsynlighederne P_H og P_V svarer derfor til sandsynligheden for, at den horisontale eller vertikale detektor registrerer en foton inden for et måletidsinter-val Δt . Ved brug af relationen mellem sandsynlighed og enkeltfoton-tællingsrate introduceret tidligere er de forventede detektortællingsrater

$$R_H = \frac{P_H}{\Delta t}, \quad R_V = \frac{P_V}{\Delta t}. \quad (43)$$

Mens individuelle detektionshændelser forbliver uforudsigelige, fører gentagne målinger til stabile tællingsrater. De relative detektortællingsrater opfylder

$$\frac{R_H}{R_H + R_V} = |\alpha|^2, \quad \frac{R_V}{R_H + R_V} = |\beta|^2. \quad (44)$$

På denne måde forbindes den abstrakte probabilistiske beskrivelse af kvantetilstanden direkte med eksper-imentelt målbare enkeltfoton-tællingsstatistikker, hvor sandsynlighedsamplituderne bestemmer fordelingen af detektorklik observeret over mange måleforsøg.

Klassisk-kvante korrespondance

Indtil dette punkt er lysets polarisation blevet beskrevet ved hjælp af to forskellige formalismer: den klassiske elektromagnetiske feltbeskrivelse og den kvantemekaniske tilstandsbeskrivelse. Selvom disse tilgange bruger forskellige notationer og begreber, beskriver de den samme fysiske egenskab. At etablere en forbindelse mellem dem giver en klarere og mere intuitiv forståelse af fotonpolarization.

Hvis vi relaterer kvantetilstanden $|\psi\rangle$ til den klassiske elektromagnetiske bølge $\vec{E}(z, t)$ illustreret i Figur 14, bliver korrespondancen mellem de to beskrivelser eksplicit. For et lineært polariseret klassisk felt, der danner en vinkel θ i forhold til x -aksen, opfylder de normaliserede tværgående elektriske feltkomponenter $\alpha = E_x/E_0 = \cos \theta$ og $\beta = E_y/E_0 = \sin \theta$. I direkte analogi kan polarisationstilstanden for en enkelt foton med den samme polarisationsretning skrives som

$$|\psi\rangle = \cos \theta |H\rangle + \sin \theta |V\rangle. \quad (45)$$

I vektorrepræsentationen skrives de horisontale og vertikale polarisationsbasistilstande som

$$|H\rangle \equiv \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |V\rangle \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (46)$$

Tilsvarende svarer tilstanden $|\psi\rangle$ til den todimensionelle tilstandsvektor

$$|\psi\rangle \equiv \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}, \quad (47)$$

hvilket understreger, at polarisation beskrives ved en vektor i et abstrakt todimensionelt tilstandsrum. Selvom denne matematiske struktur tæt afspejler den klassiske vektorrepræsentation af det elektriske felt, er det vigtigt at bemærke, at kvanteamplituderne ikke repræsenterer feltstyrker, men bestemmer sandsynlighederne for forskellige udfald af polarisationsmålinger.

Type-I SPDC

I Type-I SPDC genereres begge nedkonverterede fotoner med den samme polarisation, som er ortogonal i forhold til pumpestrålens polarisation. For eksempel kan en horisontalt polariseret pumpefoton, der udbreder sig gennem en ikke-lineær krystal, konverteres til et par vertikalt polariserede signal- og idlefotoner, som illustreret i Figur 16. Denne proces kan skematisk skrives som

$$|H\rangle_{\text{pump}} \rightarrow |V\rangle_s |V\rangle_i. \quad (48)$$

Fordi de to fotoner altid fremkommer med identisk polarisation, befinder hver foton sig i en veldefineret enkeltfoton-polarisationstilstand, og den fælles to-foton-polarisationstilstand faktoriserer til et produkt af in-dividuelle tilstande. Den resulterende polarisationstilstand er derfor separabel og udviser ikke polarisation-ssammenfiltrering. Selvom signal- og idlerfotonerne forbliver stærkt korrelerede i andre frihedsgrader, såsom energi og impuls på grund af bevarelseslovene, er deres polarisationsfrihedsgrader ikke sammenfiltrede i en enkelt Type-I SPDC-proces.

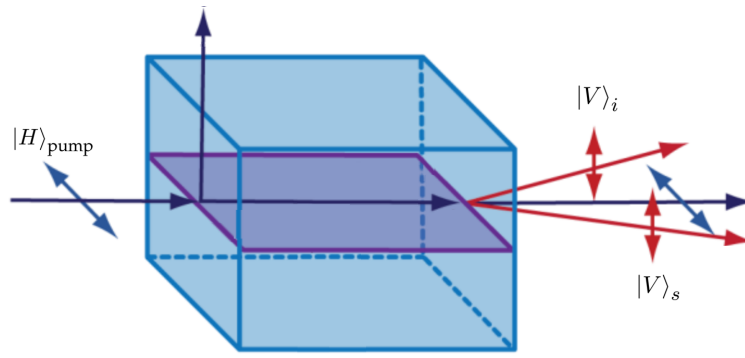


Figure 16: Type-I spontan parametrisk nedkonvertering (SPDC): en horisontalt polariseret pumpefoton $|H\rangle_{\text{pump}}$, der udbreder sig gennem en ikke-lineær krystal, konverteres til to vertikalt polariserede fotoner, signalet $|V\rangle_s$ og idleren $|V\rangle_i$, udsendt ved symmetriske vinkler.

Forskellige polarizationsbaser

Indtil videre er polarisationsmålinger blevet beskrevet ved hjælp af den horisontal–vertikale (H/V) basis. Polarisation er dog ikke begrænset til én enkelt fast basis. Både klassisk og kvantemekanisk kan polarisationsbasen ændres kontinuerligt ved at rotere orienteringen af en lineær polarisator. En lineær polarisator roteret med en vinkel θ i forhold til den horisontale akse definerer en ny målebasis bestående af to ortogonale lineære polarisationstilstande orienteret ved vinklerne θ og $\theta + 90^\circ$.

Fra et kvantemekanisk perspektiv projicerer en sådan måling ikke længere fotonens tilstand på basistilstandene $|H\rangle$ og $|V\rangle$, men i stedet på et roteret par af ortonormale tilstande bestemt af polarisatorens vinkel. Valget af θ specificerer derfor direkte den polarisationsbasis, som fotonen måles i.

Et særligt vigtigt eksempel på en roteret polarisationsbasis er givet ved de diagonale og anti-diagonale polarisationstilstande. Disse tilstande svarer til lineær polarisation orienteret ved vinklerne $+45^\circ$ og -45° i forhold til den horisontale akse og er defineret som

$$|D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle + |V\rangle), \quad |A\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle - |V\rangle). \quad (49)$$

Udfaldet af en polarisationsmåling afhænger af, hvordan fotonens polarisationstilstand er relateret til den basis, som målingen udføres i. I kvantemekanikken tester en måling, om fotonen er rettet langs en af de basistilstande, der er defineret af måleapparatet. Hvis fotonen er forberedt i en af disse basistilstande, er udfaldet sikkert. Hvis den ikke er, er udfaldet probabilistisk.

Betragt en foton forberedt i den diagonale polarisationstilstand $|D\rangle$. Denne tilstand svarer ikke til et bestemt udfald i den horisontal–vertikale (H/V) basis. I stedet kan den skrives som en lige stor kombination af de horisontale og vertikale polarisationstilstande. Når en sådan foton måles i H/V-basisen, er der intet foretrukket udfald. Fotonen detekteres som enten horisontalt eller vertikalt polariseret med lige stor sandsynlighed,

$$P(H) = P(V) = \frac{1}{2}. \quad (50)$$

Tilsvarende har en foton forberedt i den horisontale polarisationstilstand $|H\rangle$ en bestemt polarisation i H/V-basisen, men har ikke en bestemt polarisation i den diagonal–anti-diagonale (D/A) basis. Den horisontale tilstand kan skrives som en lige stor superposition af de diagonale og anti-diagonale tilstande,

$$|H\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|D\rangle + |A\rangle). \quad (51)$$

Som resultat giver en måling udført i D/A-basisen enten $|D\rangle$ eller $|A\rangle$ med lige stor sandsynlighed. I begge eksempler skyldes tilfældigheden af måleresultaterne ikke ufuldkommenheder i den eksperimentelle opstilling. I stedet afspejler den en fundamental egenskab ved kvantesystemer: en foton kan ikke have en bestemt polarisation med hensyn til to forskellige målebaser på samme tid. Resultatet af en måling afhænger derfor af valget af målebasis, og når fotonens tilstand ikke er rettet langs denne basis, er udfaldet intrinsisk tilfældigt.

1.6 KVANTEMEKANISK VISKELÆDER

I Michelson-interferometeret så vi, at lys kan bevæge sig langs to forskellige baner og interferere, når de to baner kombineres igen. For en enkelt foton gælder den samme idé: fotonen kan udbrede sig gennem begge interferometerets arme, og interferens kan observeres, så længe der ikke findes information, der fortæller os, hvilken bane fotonen kom fra.

Ekperimentet med det kvantemekaniske viskelæder undersøger, hvad der sker, når vi gør de to baner skelnelige ved hjælp af polarization og derefter fjerner denne baneinformation igen. De enkeltfotoner, der bruges i dette eksperiment, er oprindeligt vertikalt polariserede. Før de kommer ind i Michelson-interferometeret, passerer de gennem en halvbølgeplade. En halvbølgeplade roterer en lineær polarization med det dobbelte af vinklen mellem den indkommende polarization og bølgepladens akse. Når halvbølgepladen derfor indstilles til 22.5° , roteres polarizationen med $2 \times 22.5^\circ = 45^\circ$. Fotonerne kommer derfor ind i interferometeret med diagonal polarization. Dette er vigtigt, fordi diagonal polarization indeholder lige store horisontale og vertikale komponenter. Polarisatorerne placeret i interferometerets to arme kan derfor påvirke begge mulige fotonbaner.

Figur 17 viser den grundlæggende opstilling. Som i Michelson-interferometeret diskuteret tidligere kan de to baner have forskellige optiske længder. Den tilsvarende faseforskel er $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L$. Dette er den samme faseforskel, som blev introduceret i afsnittet om Michelson-interferometeret.

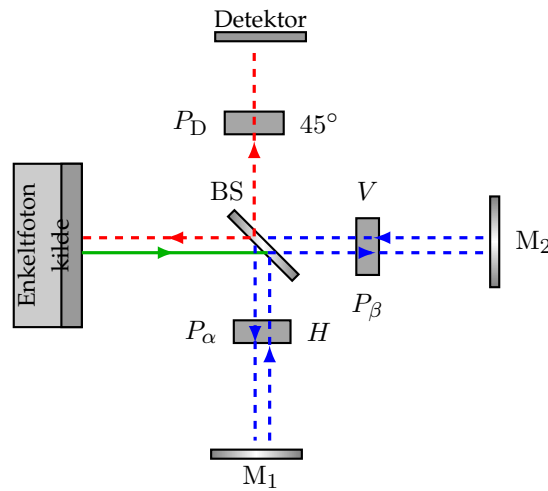


Figure 17: Skematisk illustration af et Michelson-kvantemekanisk viskelæder. Polarisatorerne P_α og P_β korrelerer de to baner med ortogonale polarizationstilstande. Detektorpolarisatoren P_D , orienteret ved 45° , projicerer begge polarizationskomponenter på en fælles polarizationstilstand før detektion.

Uden nogen information, der skelner mellem de to baner, afhænger interferensen af denne faseforskel. For enkeltfotoner fandt vi tidligere, at tællingsraten følger den samme interferensafhængighed, $R = R_0 \left[\frac{1 + \cos(\Delta\phi)}{2} \right]$, hvor R_0 er den maksimale tællingsrate.

At gøre banerne skelnelige

Vi placerer først begge polarisatorer i interferometerets arme ved 0° . Begge polarisatorer transmitterer derfor den samme horisontale polarization. En foton, der ankommer til detektoren, har den samme polarization, uanset hvilken arm den bevægede sig gennem. Polarizationen giver os ingen information om fotonens bane, så de to baner forbliver uskelnelige, og interferens kan observeres.

Vi roterer nu polarisatoren i den ene arm til 90° , mens den anden forbliver ved 0° . De to baner markeres derefter med forskellige polarizationer:

$$\alpha \rightarrow H, \quad \beta \rightarrow V. \quad (52)$$

En foton, der bevæger sig gennem bane α , bliver horisontalt polariseret, mens en foton, der bevæger sig gennem bane β , bliver vertikalt polariseret. Da horisontal og vertikal polarization kan skelnes fra hinanden, indeholder polarizationen nu information om, hvilken bane fotonen bevægede sig gennem. Som resultat forsvinder interferensen. Den målte tællingsrate ændrer sig ikke længere med faseforskellen, $R = \text{konstant}$.

Det er vigtigt, at vi ikke faktisk behøver at måle polarizationen. Det er tilstrækkeligt, at polarizationen indeholder information, som i princippet kunne bruges til at bestemme banen.

Sletning af baneinformationen

Vi kan fjerne denne baneinformation fra målingen ved at placere endnu en polarisator foran detektoren ved 45° . En horisontal foton og en vertikal foton danner begge en vinkel på 45° med denne polarisator. Fra Malus' lov har begge derfor den samme transmissionssandsynlighed, $\cos^2(45^\circ) = \frac{1}{2}$. Endnu vigtigere er det, at efter at have passeret gennem 45° -polarisatoren har alle de detekterede fotoner den samme diagonale polarization. Ud fra polarizationen af en detekteret foton kan vi derfor ikke længere afgøre, om den kom fra bane α eller bane β . Baneinformationen er blevet slettet fra målingen, og de to detekterede muligheder bliver igen uskelnelige. Som resultat vender interferensen tilbage, og tællingsraten følger igen $R = R_0 \left[\frac{1 + \cos(\Delta\phi)}{2} \right]$. Den genvundne interferens har den samme afhængighed af $\Delta\phi$ som den oprindelige Michelson-interferens. Den maksimale tællingsrate R_0 er dog lavere, fordi nogle fotoner absorberes af polarisatorerne.

Det kvantemekaniske viskelæder demonstrerer derfor, at interferens afhænger af, om der er information tilgængelig, som kan skelne mellem de to mulige baner. Når banerne har den samme polarization, er de uskelnelige, og interferens observeres. Når banerne markeres med horisontal og vertikal polarization, bliver de skelnelige, og interferensen forsvinder. Når 45° -polarisatoren fjerner denne forskel fra målingen, fremkommer interferensen igen.

SIKKERHEDSANVISNINGER

Velkommen til QTLab på Aarhus Universitet (QTLAB @ AU)

Vi glæder os til udforske kvanteoptikkens fascinerende verden med jer. Vores eksperimenter gør brug af følsomt udstyr, præcise lysstråler og sensitiv optik. For at sikre at alle kommer sikkert og vellykket igennem øvelsen, beder vi jer om at læse og følge disse sikkerhedsanvisninger nøje.

Lasersikkerhed - Beskyt dine øjne!

Lasere tillader os at kontrollere og studere lys med meget høj præcision, men de skal behandles med omhu. Lasere kan forårsage permanente øjenskader. Kig aldrig direkte ind i en laserstråle eller dens refleksion. Laserlys kan være farligt, selv når det ser svagt ud. Vigtige regler for lasersikkerhed er:

- Hold dine øjne over hofte højde og kig aldrig ind i strålen eller dens refleksion.
- Vær opmærksom på blanke objekter som beslag eller værktøj, der kan reflektere lys.
- Fjern ringe, armbånd, armbåndsure og andre smykker.
- Luk altid de sorte beskyttende afskærmningskasser før du tænder for pumpelaseren.
- Flyt eller juster ikke optiske komponenter medmindre du bliver bedt om det.

Lasersikkerhed er alles ansvar. Ved at følge disse regler sikrer man en sikker oplevelse i laboratoriet.

Håndtering og justering af optiske komponenter

Optiske komponenter i laboratoriet er sensitive og præcist indstillet. Håndter dem med omhu for ikke at gøre skade på overflader eller fejljustere opstillingen.

- Rør ikke ved optiske overflader såsom spejle, linser, filtre eller stråledelere. Fedt fra din hud samt støv kan skade deres belægning.
- Brug kun drejeknapper eller beslag til at justere eller flytte på komponenter, rør aldrig direkte ved glasset.
- Bevæg dig langsomt og forsigtigt, små rotationer af skruer og afstandsforskelle på mikrometer kan lave store ændringer på lysstrålens bane. Flyt eller juster ikke på optik uden at vide hvad det gør.
- Lad kun én person justere ad gangen. Andre burde træde tilbage for ikke at støde til opstillingen.
- Forcer aldrig en komponent. Hvis noget sidder fast eller er for løst, spørg din instruktør om hjælp.
- Hvis et komponent ser støvet, fejljusteret eller ud til ikke at være på sin plads, prøv ikke at fikse det selv, spørg i stedet om hjælp.

Sikkerhed og nysgerrighed går hånd i hånd. Disse regler eksisterer, så alle kan udforske kvanteoptik med sikkerhed og gå herfra med sunde øjne, sikre hænder og gode minder :)

INTRODUKTION TIL DEN EKSPERIMENTELLE SEKTION

I denne sektion vil du arbejde direkte med både klassiske og enkeltfotons-lyskilder for at udforske, hvordan lys udviser bølgelignende og partikellignende opførsel samtidig.

Vi begynder med foton-korrelationsmålinger af dæmpet klassisk lys og avancerer så til eksperimenter med enkeltfotoner genereret gennem spontan parametriske nedkonvertering (SPDC). Efterfølgende undersøger vi interferens fænomenet, først med klassisk lys i et Michelson interferometer og til sidst ved brug af individuelle fotoner til at observere kvanteinterferens ved enkeltfoton-niveau.

Når du træder ind i laboratoriet, vil du finde de eksperimentelle opstillinger som illustreret på Figur 18. Brug et par minutter på at blive fortrolig med opstillingen, før du begynder på at tage målinger. Identificer vigtige komponenter såsom spejle, stråledelere, linser, irisser, detektorer, translationsenheder og laserklender, og match deres fysiske position til tegningen.

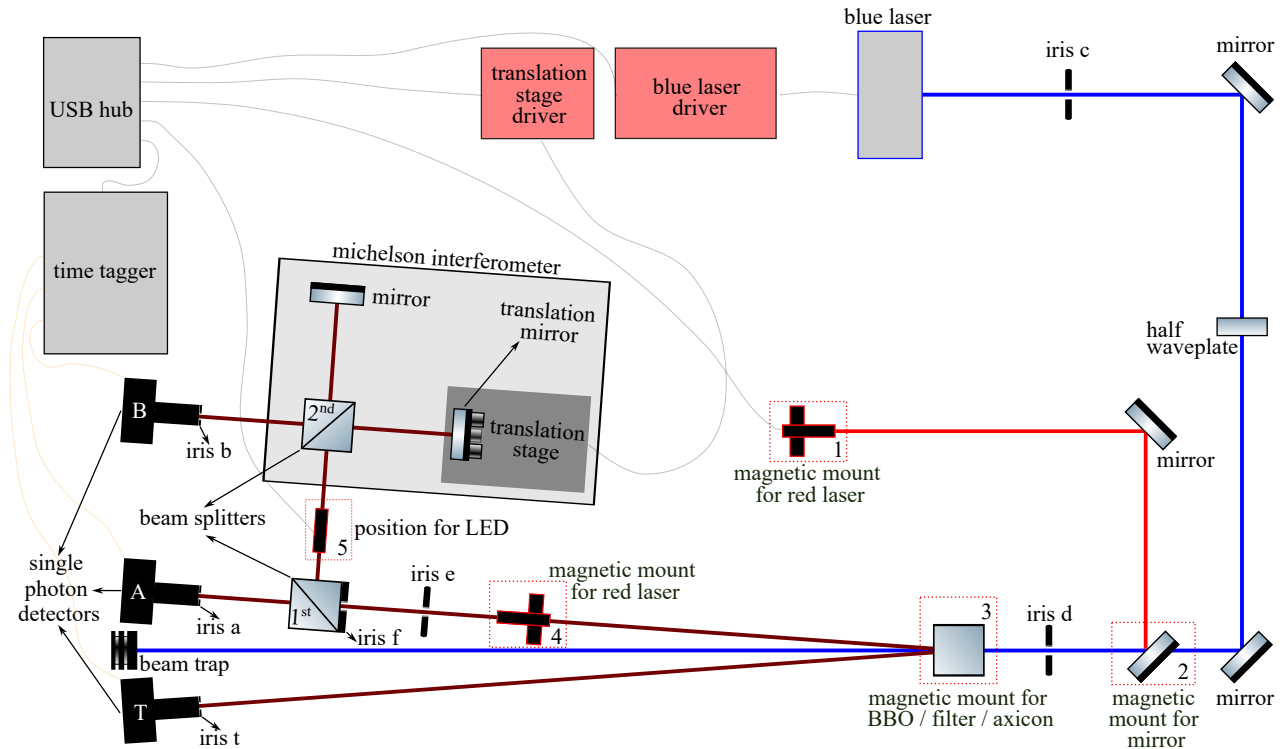


Figure 18: Tegning af den eksperimentelle opstilling, der viser de vigtigste optiske komponenter og deres placering til eksperimenterne.

JUSTERINGSØVELSE

Justering som en optisk procedure refererer til den præcise positionering og orientering af komponenter. Det er gennem justering, at man kan sørge for, at lyset der måles på, følger den tilrettelagte bane og vekselvirker korrekt med hvert element. Optiske systemer er yderst sensitive, så selv meget små ændringer i vinkel eller position kan have markant indflydelse på strålens bane. Derfor er det essentielt at forstå og omhyggeligt udføre justeringen, før man påbegynder eksperimentet. Selvom opstillingen (inklusive detektor A) allerede er justeret, er detektor T bevidst ikke justeret. I denne sektion vil du justere detektor T for at få praktisk erfaring med justeringsprocessen.

Forsøgsopstilling

Justeringsopstillingen er vist i Figur 19. I denne opstilling bruges et fluorescensfilter som justeringshjælp. Når denne belyses af den blå pumpelaser, absorberer filteret det indkommende lys, og genudsender det med en højere bølgelængde i flere retninger, der approksimativt er symmetriske om pumpelaserstrålens bane. Emissionen former en tredimensionel kegle med spids ved filterets position på magnetfod 3. Det udsendte lys fungerer derfor som reference og markerer magnetfodens rumlige position, som senere svarer til positionen BBO-krystallen, hvori SPDC-processen finder sted.

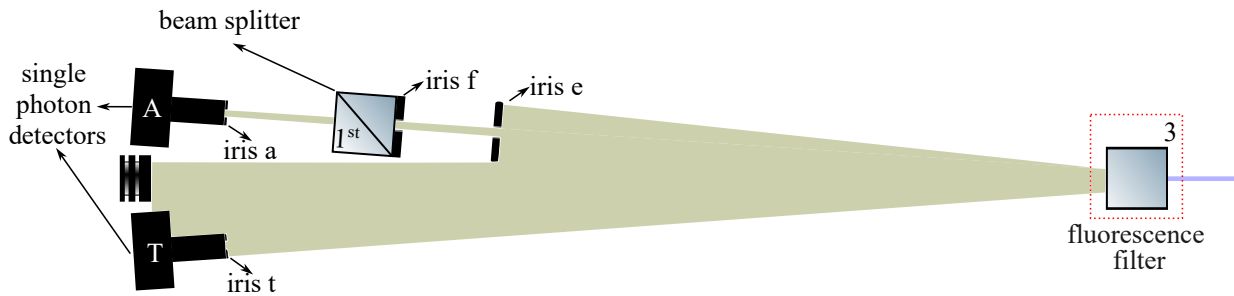


Figure 19: Justeringsopstilling med et fluorescensfilter fungerende som punktkilde.

Som vist i Figur 20, består objektivet af en fokuserende linse, huset inde i en zoommekanisme, der muliggør præcis longitudinal justering af fokussen (lilla). To justeringsskruer fungerer som angulær kontrol i den ortogonale retning (blå og rød), hvilket tillader finkontrol af strålens vej mod detektorchippen. Irisåbningen begrænser det indkommende lys og hjælper med at afgrænse strålen, der indtrænger i systemet.

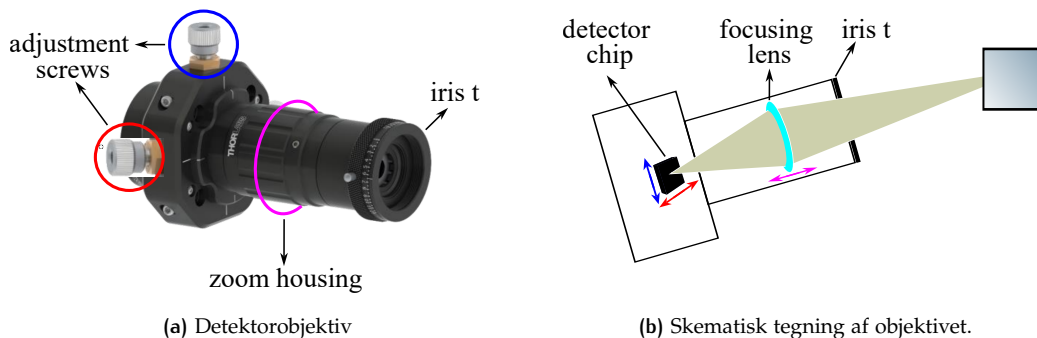


Figure 20: Detektorobjektiv med justerbar fokuserende linse huset i en zoommekanisme (lilla), justeringsskruer (blå og rød) og irisåbning.

Målet er at justere detektor T's objektiv ved at skrue på justeringsskruerne og dreje på zoommekanismen, så mest mulig af det udsendte lys fra fluorescensfilteret opsamles og fokuseres i detektoren. I løbet af denne justering må detektor T hverken flyttes eller drejes. I stedet opnås finjustering ved at justere på objektivet foran detektoren, der er aftagelig og fungerer som den indstillelige komponent i opstillingen.

Fremgangsmåde for justering

Brug god tid på denne øvelse. Følg trinnene herunder for at justere objektivet på detektor T:

1. Detektor T er positioneret korrekt og skal ikke flyttes eller roteres, da dette ellers vil forstyrre justeringen.
2. Monter objektivet på detektor T ved at skubbe det ind på dovetail-adapteren (metalfarvet ring) på forsiden af detektoren. Orienter objektivet, så den ene af justeringsskruerne peger lodret op og den anden peger mod dig, som vist i Figur 20. Fastgør objektivet ved at stramme den gyldne sikringsskrue ind på koblingen.
3. Placer fluorescensfilteret ved position 3 og åben alle irisåbningerne vist i Figur 19.
4. Når alle optiske komponenter er indstillet korrekt, luk da for siderne af den sorte afskærmningskasse. Lad toppen være åben for at have adgang til detektorerne.
5. Åben programmet *EDU.QOP1* på computeren. Forbind laser- og piezokontrollerne, når du bliver bedt om det. Når dette er gjort, kan systemet kontrolleres fra computeren.
6. Gå til *Alignment* fanen, hvor tællingsraterne for detektor A, B og T (R_A , R_B , R_T) kan ses.
7. Sæt pumpelaserens strømstyrke til 20 mA, og tænd for laseren. **Skrub ikke op for laserstrømstyrken under øvelsen.** Verificer, at tællingsraten for detektor A stiger.
8. Juster den lodrette justeringsskrue (blå på Figur 20) mens du holder øje med tællingsraten R_T . Fortsæt justeringen for at maksimere tællingsraten på denne akse, når et nævneværdigt signal observeres.
9. Optimer justeringen ved brug af den anden justeringsskrue (rød) igen for at maksimere R_T .
10. Drej på zoommekanismen (lilla) efter at have optimeret justeringsskruerne, for at maksimere tællingsraten yderligere.
11. Gentag dette nogle gange (justeringsskruer og zoommekanisme) indtil et stabilt maksimum opnås.
12. Noter de målte tællingsrater herunder. Er tællingsraten ved detektor T nogenlunde dobbelt så stor som ved detektor A?

Parameter	Værdi	Enhed
Detektor A tællingsrate (R_A)		MHz
Detektor T tællingsrate (R_T)		MHz

13. Sluk for pumpelaseren, når justeringen er udført.

2.1 EKSPERIMENT 1: FOTONKORRELATION MED KLASSISK LYS

Mål

Formålet med dette forsøg er at undersøge opførslen af klassisk lys ved enkeltfoton-niveau ved brug af en dæmpet laser og at opnå en dybere forståelse for dens fotonstatistik.

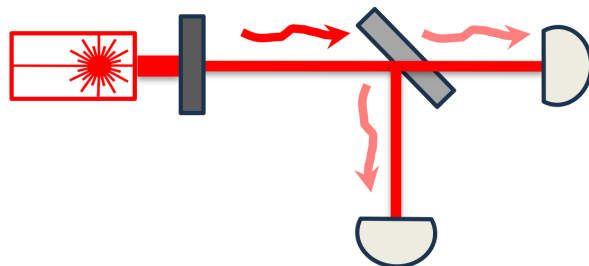


Figure 21: Illustrering af foton-korrelationseksperiment med klassisk lys.

Forsøgsopstilling

Figur 22 viser opstillingen til foton-korrelationsforsøget. I denne opstilling fungerer den røde laser som lyskilder, men dens effekt er alt for høj til enkeltfoton-detektion. For at reducere intensiteten til et passende niveau dæmpes stråles ad tre omgange. Først sænker et ND-filter intensiteten. Den dæmpede stråle føres så mod en stråledeler, der deler lyset i to forskellige retninger. Hver retning fører til en enkeltfoton-detektor, mærket A og B, hvilket tillader målinger af kilden fotonstatistik. Derudover dæmper et BP-filter i detektoroptikken strålen yderligere, hvormed vi sikrer, at fotonfluxen befinder sig inden for det funktionsdygtige område af detektorerne.

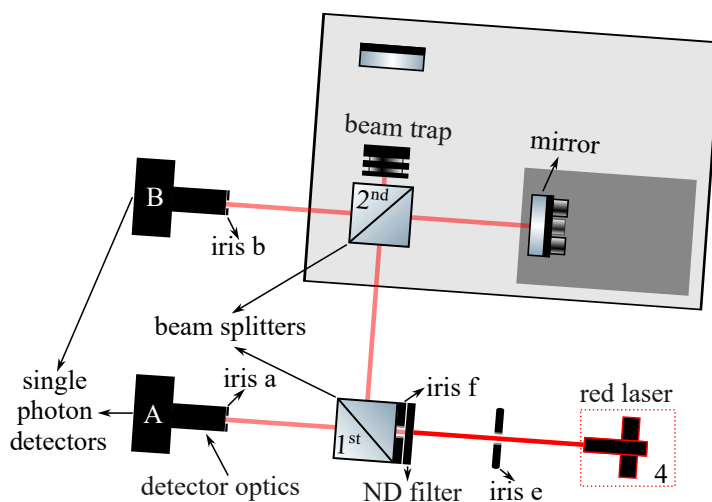


Figure 22: Tegning af fotonkorrelation med klassisk lys.

Opsætning af eksperimentet

Følg disse trin for at opsætte eksperimentet:

1. Placer den røde laser på den magnetiske fod ved position 4, der dirigerer strålen mod stråledeleren.
2. Indsæt det sorte neutral-density (ND) filter ind i iris f uden at røre ved dets overflade af glas. Fastgør forsigtigt filteret ved at rotere det.
3. Sørg for at både iris f og iris e, samt detektor irisserne a og b, helt åbne.

- Placer strålefælden (det hvide kort) så den blokerer en af udgangene fra den anden stråledeler, som vist på Figur 22.
- Åben programmet *EDU.QOP1* på computeren. Du vil blive bedt om at forbinde Laser og Piezo kontroenhederne. Når dette er gjort, kan du tilgå og kontrollere disse fra computeren.
- Du er nu i *Alignment* fanen, hvor tællingsraterne af detektor A, B og T (R_A , R_B og R_T) er vist sammen med konincidenstillinger mellem detektor T og detektorer A og B (R_{TA} og R_{TB}).
- Tænd for den røde justerings laser forbundet til USB-centralen ved forsigtigt at trykke på knappen på det røde USB-stik. Verificer at tællingsrater stiger for de anvendte detektorer.

Måling: bestem lasereffekten fra fotontællingsraten.

I afsnit 1.1 estimerede du den optiske effekt af laseren baseret på en angivet fotontællingsrate for den dæmpede laser i det ideelle tilfælde. Den egentlige præstation af komponenterne i en eksperimentel opstilling kan variere, hvilket betyder, at denne værdi ikke nødvendigvis er den samme for alle opstillinger. Ved at foretage denne måling kan du eksperimentelt bestemme den optiske effekt af den røde laser ved brug af din opstilling. Ved at måle fotontællingsraten af detektor A kan du, med de samme relationer fra tidligere, udregne lasereffekten.

Fremgangsmåde og spørgsmål

- Udfyld de målte tællingsrater i tabellen herunder.

Parameter	Værdi	Enhed
Detektor A tællingsrate (R_A)		kHz
Detektor B tællingsrate (R_B)		kHz

- Sammenlign de målte tællingsrater for detektor A og B. Forklar årsagen for en forskel herunder:

- Udregn den optiske effekt af laseren. Udfyld størrelserne i tabellen herunder:

Parameter	Værdi	Enhed
Fotonflux (R_γ)		MHz
Optiske effekt ved detektor (P_γ)		W
Optisk effekt af laser (P)		mW

Givet:

- Fotonenergi: $E_\gamma = \frac{hc}{\lambda}$, hvor $h = 6,626 \times 10^{-34}$ J·s er Plancks konstant, $c = 3,00 \times 10^8$ m/s er lysets hastighed, og $\lambda = 635$ nm er laserens bølgelængde.
 - Detektionseffektivitet: $\eta = 0,45$
 - Total transmissionsfaktor: $T_{\text{tot}} = T_{\text{ND}} \cdot T_{\text{BS}} \cdot T_{\text{BP}}$, med $T_{\text{ND}} = 1,20 \times 10^{-3}$ (ND-filter), $T_{\text{BS}} = 0,5$ (stråledeler), og $T_{\text{BP}} = 6,97 \times 10^{-6}$ (BP-filter inde i detektorerne).
- Sammenlign din udregnede effekt med den normale effekt af den røde laser 0.9 mW. Diskuter mulige årsager til afvigelser, hvis de ikke er ens. Skriv disse herunder:

Måling: kan en dæmpet laser opføre sig som en enkeltfoton-kilde?

I afsnit 1.1 estimerede du middel fotontallet og fandt, at under vores simplificerende antagelse af periodisk fotonemission fra laseren er dette tal klart under en. Dette antyder, at der i gennemsnit er færre end én foton til stede i opstillingen på ethvert tidspunkt. Fra dette kunne man sagtens forvente, at alle tællingshændelser svarer til enkelte fotoner, der ankommer én ad gangen. Derfor ville man ud fra opstillingen i Figur 22 forudsige, at de to detektorer aldrig burde måle fotoner samtidig, førende til en andenordens korrelationsværdi på $g^{(2)}(0) = 0$. I dette forsøg vil vi teste denne antagelse eksperimentelt, og undersøge om klassisk lys faktisk kan opføre sig på denne måde.

Fremgangsmåde og spørgsmål

1. Gå til HBT-sektionen i venstre side. Her kan du overvåge tællingsraterne R_A og R_B samt koincidenstraten R_{AB} . Du kan også se det samlede antal detektionshændelser og koincidensthændelser detekteret under målingen sammen med den målte andenordens korrelationsfunktion, $g^{(2)}(0)$.
2. Kør en måling i 20 sekunder og skriv de målte værdier i tabellen herunder.

Parameter	Værdi	Enhed
Koincidensinterval (Δt)	5	ns
Måletid (T)	20	s
Detektor A tællingsrate (R_A)		kHz
Detektor B tællingsrate (R_B)		kHz
Koincidenstællingsrate (R_{AB})		kHz
Korrelationsfunktion ($g^{(2)}(0)$)		–

3. Beregn andenordens korrelationsfunktionen ved at bruge de målte værdier og ligning 18. Verificer at dit resultat stemmer overens med den målte $g^{(2)}(0)$.
4. Beregn det samlede antal tidsintervaller, som gennemsnittet er beregnet over, ved at bruge ligning 16. Skriv dit resultat i tabellen nedenfor.

Parameter	Værdi	Enhed
Antal af tidsintervaller (M)		–

Diskussion

I praksis observerer vi $g^{(2)}(0) \approx 1$, uanset hvor meget laseren dæmpes. **Dette resultat viser, at vores tidligere antagelse om periodisk fotonemission fra laseren var forkert.** Forklaringen ligger i laserlysets kvantenatur, som illustreret i figur 4. En laser udsender lys, der beskrives af en kohærent kvantetilstand, hvor fotonantallet følger en statistisk fordeling. Dette betyder, at fotonankomster er tilfældige: nogle gange ankommer ingen fotoner, nogle gange ankommer én foton, og andre gange ankommer to eller flere fotoner tæt på hinanden. Selv når laserintensiteten er meget lav, forbliver dens fotonstatistik uændret. Selvom en reduktion af effekten mindsker antallet af koincidenstrater (tælleren i ligning 18), mindsker den samtidig tælleraterne (nævneren i ligning 18), så $g^{(2)}(0)$ forbliver 1. Derfor vil en simpel reduktion af lasereffekten ikke omdanne den til en enkeltfoton-kilde.

2.2 EKSPERIMENT 2: FOTONKORRELATION MED ENKELTFOTONER

Mål

Formålet med dette eksperiment er at bekræfte, at den ikke-lineære BBO-krystal producerer par af enkeltfotoner gennem en proces kendt som spontan parametriske nedkonvertering (SPDC), og at verificere dette ved at måle fotontællinger, som kun forekommer i koincidens med triggerdetektoren.

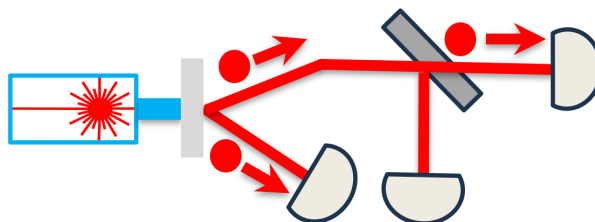


Figure 23: Illustrering af fotonkorrelationseksperimentet med enkeltfotoner.

Øvelse: visualisering af SPDC keglen

I afsnit 1.3 introducerede vi SPDC, hvor en pumpefoton omdannes til et par af lavere-energi fotoner i en ikke-lineær BBO-krystal. Denne proces frembringer et karakteristisk emissionsmønster kendt som SPDC-keglen: signal- og idlefotonerne udsendes ved symmetriske vinkler i forhold til pumpestrålen. I vores opstilling er denne kegle ikke synlig for det blotte øje, fordi pumpelaseren har bølgelængde 405 nm og genererer fotonpar med bølgelængde 810 nm. Det menneskelige øje har meget begrænset følsomhed i dette nær-infrarøde område, hvilket gør emissionskeglen praktisk talt usynlig. For at visualisere denne kegle anvender vi et optisk element kaldet en axicon. En axicon er en konisk linse, som omdanner en indkommende kollimeret (fokuseret) stråle til en divergerende konisk udgangsstråle. Når den rammes af rødt lys ved 635 nm, producerer axiconen i vores eksperiment en kegle, hvis åbningsvinkel ligger tæt på den emissionsvinkel, der forventes for 810 nm SPDC-fotonerne. Den resulterende koniske stråle udvider sig og danner en lys ring, når den projekteres på en hvid skærm, som illustreret i figur 24. På denne måde giver axiconen en synlig analog til SPDC-keglen.

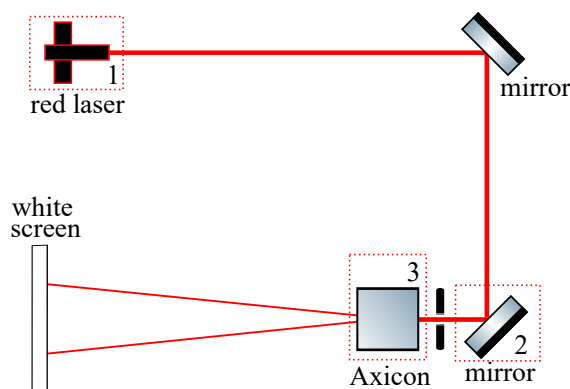


Figure 24: Opsætning af synlig analog til SPDC keglen.

Fremgangsmåde og spørgsmål

1. Fjern de flytbare komponenter brugt i det tidligere forsøg, inklusiv ND-filteret.
2. Placer den hvide skærm foran iris f.
3. Find og placer det flytbare spejl på position 2, som vist i Figur 18.
4. Placer den røde laser ved position 1 og sikre dig, at den peger mod spejlet.

- Find og placer axiconen ved position 3 og verificer, at den er vendt rigtigt. Sørg for at lensen peger mod spejlet.
- Tænd for den røde justerings laser forbundet til USB-centralen ved forsigtigt at trykke på knappen på det røde USB-stik. Tjek at det grønne lys på USB-stikket tændes.
- Flyt den hvide skærm frem og tilbage så kegleformen tydeligt kan observeres. Du burde se en rød ring på skærmen, som bliver større jo længere væk du placerer den.
- Hvordan leder impulsbevarelse til den symmetriske kegleform, der observeres ved SPDC?



Efter at have undersøgt en synlig analog til SPDC-emissionsmønsteret går vi nu videre til fotonkorrelationseksperimentet ved brug af fotonpar genereret ved SPDC-processen.

Forsøgsoptstilling

Figur 25 viser den optiske opstilling, der anvendes til at undersøge fotonkorrelationer for SPDC-genererede fotonpar. Den blå laserstråle trænger ind i BBO-krystallen. Inde i krystallen kan pumpefotonerne gennemgå en SPDC-proces, som forklaret i afsnit 1.3. Signal-fotonen dirigeres mod en triggerdetektor (T), som fungerer som reference for koindensmålinger. Idle-fotonen sendes derimod til den første 50:50 stråledeler, som deler strålebanen ligeligt mod to enkeltfoton-detektorer mærket A og B. En strålefælde placeres bag den anden stråledeler for at absorbere ubrugt lys. Foton-detektioner fra detektorerne A og B registreres både individuelt og i koindens med triggerdetektoren T. Ved at analysere disse koindens-tællinger bliver det muligt at verificere, at de detekterede fotoner stammer fra det samme SPDC-par. Særligt tester eksperimentet fotonkorrelation ved stråledeleren: hvis en enkelt foton virkelig opfører sig som et udeleligt kvanteobjekt, bør den detekteres enten af detektor A eller detektor B, men aldrig af begge samtidig.

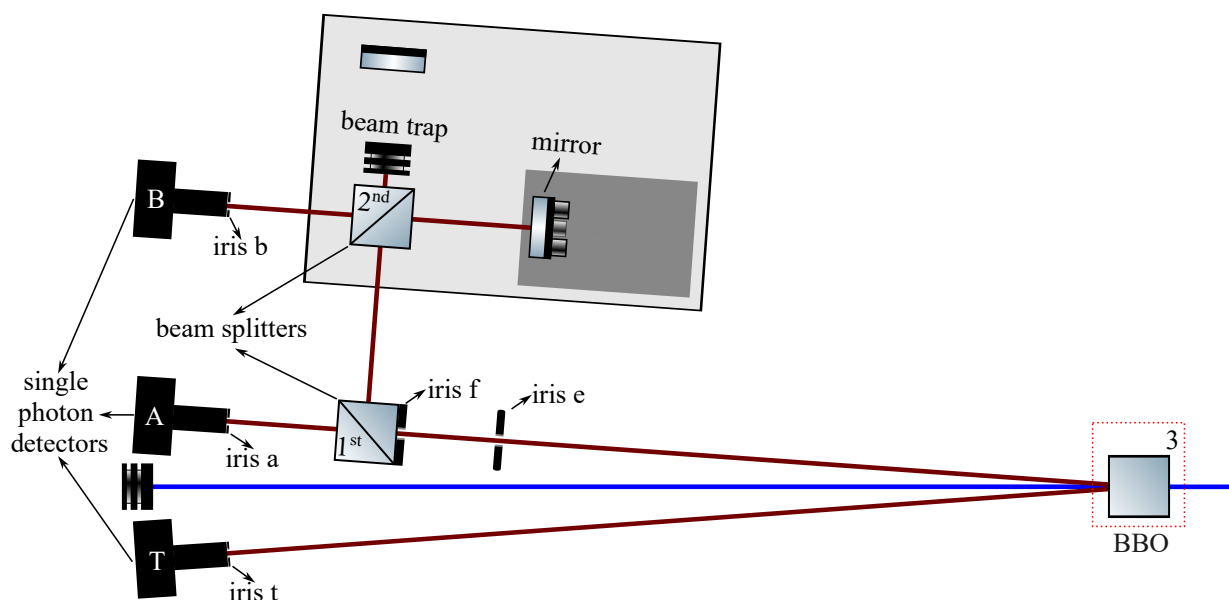


Figure 25: Skematisk tegning af enkelt-fotonkorrelationseksperimentet ved brug af SPDC-genererede fotonpar.

Opsætning af eksperimentet

Følg trinene herunder for at opsætte eksperimentet:

- Fjern komponenterne brugt ved det tidligere forsøg, inklusiv spejlet ved position 2.
- Placer BBO-krystallen ved position 3. Sørg for at krystallen placeres korrekt på den magnetiske fod.

3. Bloker en af udgangene fra den anden stråledeler med en strålefælder (det hvide kort), som vist på Figur 25.
4. Sørg for, at alle optiske elementer er vendt rigtigt. Luk så den sorte, beskyttende afskærmningskasse for forhindre andet lys fra at påvirke opstillingen og for at indelukke laseremissionen. **Verificer at afskærmningskassen er lukket korrekt.**
5. Gå til *Alignment* fanen og sæt pumpelaserens strømstyrke til 30 mA. Aktiver laseren ved at trykke på Laser On/Off. **Åben ikke for afskærmingen mens laseren er tændt!** Bekræft at fotontællingsraterne er steget.

Du burde nu kunne måle signal- og idlefotoner ved detektor T, A og B.

Måling: justering af tidsforsinkelse mellem detektorerne

Under SPDC-processen genereres fotonpar samtidig inde i den ikke-lineære BBO-krystal. Dog er de optiske vejlængder til detektorerne ikke ens. Derudover introducerer forskellige optiske komponenter, såsom stråledeleren, strækninger af glas, hvori lyset bevæger sig langsommere end i luft. Selvom fotonerne skabes på samme tidspunkt, ankommer de derfor ikke nødvendigvis til deres detektorer samtidigt. Hvis denne tidsforskydning ikke korrigeres, kan ægte fotonpar blive tolket som uafhængige enkelt-detektioner, hvilket fører til unøjagtige koincidensmålinger. Ved at måle koincidens-toppen som funktion af den tidsmæssige forsinkelse kan vi identificere og kompensere for forsinkelsen forårsaget af vejlængde og medium. Når systemet er korrekt justeret, giver koincidente detektioner et pålideligt tegn på fotonpar produceret gennem SPDC.

Spørgsmål

1. Åben *Delay Adjust* fanen og indtast parametrene herunder. Start så målingen. Observer koincidens-tællingerne mens forsinkelsen mellem detektorer T&A og T&B scannes.

Parameter	Værdi	Enhed
Detektor forsinkelse start	-16	ns
Detektor forsinkelse slut	16	ns
Trinbredde	0.5	ns
Integrationstid	300	ms
Koincidens-interval	5	ns

2. Bestem den tidsmæssige forsinkelse, hvor koincidens-tællingen når sit maksimum. Denne top angiver den reelle tidsforskydning mellem detektorerne. Indtast denne værdi i felterne *Delay A to T* og *Delay B to T* for at synkronisere ankomsttiderne for de korrelerede signal- og idlefotoner, og udfyld tabellen nedenfor.

Parameter	Værdi	Enhed
Detektor forsinkelse (A til T)		ns
Detektor forsinkelse (B til T)		ns

Efter at have synkroniseret detektorforsinkelserne kan vi nu måle andensordens korrelationsfunktionen ved uden tidsforsinkelse, $g^{(2)}(0)$, i stedet for den tidsafhængige funktion $g^{(2)}(\tau)$. Med den relative forsinkelse mellem detektorerne korrekt justeret ankommer de korrelerede fotonpar inden for koincidensvinduet og kan pålideligt identificeres. Dette gør det muligt nøjagtigt at undersøge korrelations-egenskaberne for de fotonpar, der genereres gennem SPDC.

Måling: korrelationen mellem SPDC par

Når den tidsmæssige justering mellem detektorerne er bestemt, kan vi undersøge de kvantestatiske egenskaber for fotonpar produceret gennem SPDC. Ved at overvåge enkeltfoton-tællingerne og koincidens-hændelserne mellem detektorerne kan vi kvantificere korrelationerne og afgøre, om den målte opførsel er i overensstemmelse med de forventede egenskaber for enkeltfotoner.

Fremgangsmåde og spørgsmål

1. Gå til *GRA* fanen. Kør en måling i 20 sekunder og angiv de målte værdier i tabellen herunder.

Parameter	Symbol	Værdi	Enhed
Detektor T rate	R_T		kHz
Detektor A rate	R_A		kHz
Detektor B rate	R_B		kHz
Koincidens-rate (T&A)	R_{TA}		kHz
Koincidens-rate (T&B)	R_{TB}		kHz
Koincidens-rate (T&A&B)	R_{TAB}		Hz
Korrelationsfunktion (T&A)	$g_{TA}^{(2)}(0)$		–
Korrelationsfunktion (T&B)	$g_{TB}^{(2)}(0)$		–
Korrelationsfunktion (T&A&B)	$g_{TAB}^{(2)}(0)$		–

Diskussion

Resultaterne bekræfter, at lys produceret gennem SPDC-processen udviser ikke-klassisk opførsel. Den målte værdi af $g^{(2)}(0)$ er betydeligt mindre end én, hvilket demonstrerer stærk foton-anti-korrelation, hvilket betyder, at en enkelt foton detekteres enten af detektor *A* eller detektor *B*, men ikke begge. Dette bekræfter genereringen af enkeltfotoner og lysets kvantenatur.

2.3 EKSPERIMENT 3: INTERFERENS EKSPERIMENT MED KLASSISK LYS

Under de første eksperimenter undersøgte vi den partikelmæssige natur af lys ved at måle individuelle foton-detektioner og analysere deres statistiske egenskaber. Denne tilgang gjorde det muligt at studere lys i form af diskrete kvanta og at undersøge fotonkorrelationer. I dette eksperiment skifter vi fokus til lysets bølgenatur. Ved at observere interferens og faseafhængige effekter vil vi undersøge, hvordan lys opfører sig som en kontinuerlig elektromagnetisk bølge, og hvordan dets amplitude (feltstyrke) og fase påvirker de målte signaler.

Mål

Formålet er at observere interferensmønstre, og forstå hvordan de afhænger af vejlængdeforskellen mellem de to arme.

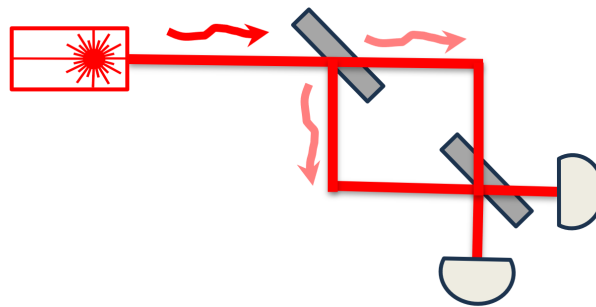


Figure 26: Illustration af interferometeropstilling med klassisk lys.

Forsøgsopstilling

Michelson interferometeropstillingen består af en stråledeler, to spejle og en translationsenhed, som vist i Figur 27. Lys fra LED-kilden rettes mod stråledeleren, hvor det opdeles i to stråler, der bevæger sig langs separate arme. Hver stråle reflekteres fra et spejl og vender tilbage til stråledeleren, hvor de genforenes og rettes mod den hvide skærm til observation. Et af spejlene er monteret på en translationsenhed, hvilket tillader præcis kontrol af vejlængden i den pågældende arm. Ved at flytte dette spejl introduceres en variabel faseforskel mellem de to stråler, hvilket gør det muligt at observere ændringer i interferensmønstret.

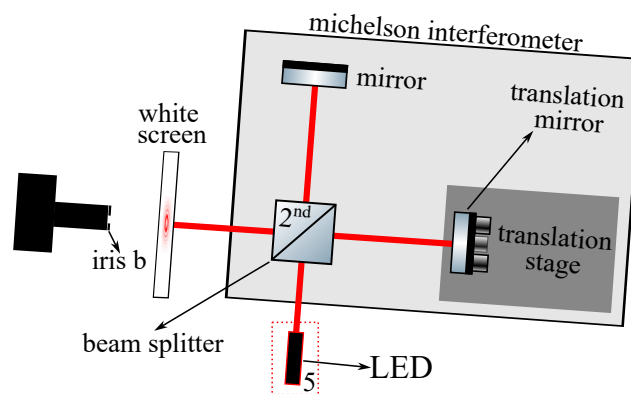


Figure 27: Skematisk tegning af Michelson interferometret.

Opsætning af LED-baseret Michelson interferometer

Følg følgende trin for at opsætte eksperimentet:

1. Gå til *Alignment* fanen og sluk for pumpelaseren ved at klippe på *Laser On/Off* knappen. Sikre dig, at tællings-raten falder. Når du har bekræftet, at laseren er slukket, åben for afskærmningen.

2. Placer den hvide skærm foran detektor B så interferensmønstret kan observeres.
3. Placer LED-kilden ved position 5 og sørg for, at lyset rammer vinkelret på stråledeleren, så det trænger ind i interferometret. Forbind USB-kablet til indgangen bagpå LED'en. Juster orienteringen af LED'en indtil et cirkulært mønster træder frem på den hvide skærm.

Måling: bestem bølgelængden af LED-kilden manuelt

Ved langsomt at justere spejlet på translationsenheden vil interferensmønstret dukke op og forsvinde, efterhånden som den optiske vejlængde ændres. Dette gør det muligt at bestemme bølgelængden af lyset direkte. Juster spejlet ved hjælp af *Fine Adjuster* vist i figur 28, mens du observerer randene på skærmen. **Drej den meget forsigtigt** for at bevare synligheden af randene, og **drej den aldrig mere end en hel omgang**, da du ellers vil miste interferensmønstret.

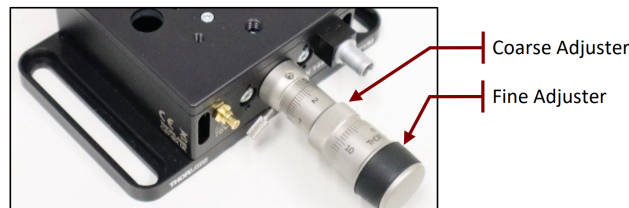


Figure 28: Grov- og finjustering af translationsenheden. En fuld rotation af finjusteringsskruen svarer til en forskydning på $50\text{ }\mu\text{m}$, hvilket svarer til 50 intervaller på skruen.

Fremgangsmåde og spørgsmål

1. Drej meget langsomt finjusteringsskruen med $1/5$ omgang (10 intervaller) svarende til en forskydning på $\Delta z = 10\text{ }\mu\text{m}$. Brug Ligning (34) til at bestemme LED-bølgelængden fra antallet af observerede rande. Notér dit resultat i tabellen herunder.

Parameter	Værdi	Enhed
Spejlforskydning (Δz)	10000	nm
Antal af rande (N)		–
Beregnet bølgelængde (λ_{LED})		nm

Måling: bestem bølgelængden af LED-kilden automatisk

I denne øvelse styres spejlpositionen elektronisk ved hjælp af en motoriseret translationsenhed med nanometerpræcision. Softwaren giver dig mulighed for at indstille scanningsparametre og automatisk registrere det resulterende interferenssignal.

Opsætning af eksperimentet

1. Fjern den hvide skærm fra den tidligere øvelse.
2. Luk eventuelt en smule for iris b for at forhindre en mulig mætning af enkeltfoton-detektor B.
3. Gå til *Michelson* fanden og tryk *Zero Stage*. Dette kalibrerer translationsenheden.

Fremgangsmåde og spørgsmål

1. Konfigurer translationsenheden ved hjælp af parametrene i tabellen nedenfor og udfør en fuld scanning. Sørg for at overvåge tællingsraten fra detektor B i stedet for fra TB. Den viste kurve skal derfor være blå i stedet for rød. Du kan vælge den korrekte kanal ved at klikke på de tilsvarende ikoner i øverste højre hjørne af softwarevinduet.

Parameter	Værdi	Enhed
Integrationstid	300	ms
Starposition af enhed	0	μm
Slutposition af enhed	10	μm
Trinbredde	20	nm

2. Bestem bølgelængden af LED-kilden ved at tælle antallet af toppe eller dale, kaldet rande. Indtast dine resultater i tabellen herunder.

Parameter	Værdi	Enhed
Spejlforskydning (Δz)	10000	nm
Antal af rande (N)		–
Beregnet bølgelængde (λ_{LED})		nm

3. Hvis du ønsker at få en bedre forståelse af, hvordan translationsenheden fungerer, kan du udføre følgende observation. Placer den hvide skærm foran detektor B og kørs en fuld scanning. Når translationsenheden bevæger sig, forårsager de resulterende ændringer i den optiske vejlængde, at interferensmønstret forskydes. Selvom hvert trin af enheden kun er 20 nm, bliver den kumulative effekt synlig gennem bevægelsen af interferensmønstret på skærmen. Denne observation illustrerer, hvordan ekstremt små forskydninger kan producere målbare ændringer i interferensmønstret, hvilket fremhæver Michelson interferometerets høje følsomhed.

Diskussion

Det observerede interferensmønster giver klar dokumentation for lysets bølgenatur. Hvis lys udelukkende bestod af uafhængige partikler uden en tilknyttet fase, ville der ikke blive observeret noget stabilt interferensmønster. I stedet opstår de målte variationer i intensiteten fra superpositionen af elektromagnetiske bølger, hvilket demonstrerer, at lys har en veldefineret fase og kohærens. Ved at tælle antallet af randforskydninger svarende til en kendt spejlforskydning kan vi direkte relatere den observerede interferens til lysets bølgelængde. Dette eksperiment bekræfter således, at klassisk lys udviser fundamentale bølgeegenskaber, herunder interferens og faseafhængig superposition.

2.4 EKSPERIMENT 4: INTERFERENS EKSPERIMENT MED ENKELTFOTONER

I det andet eksperiment demonstrerede vi, at SPDC-processen producerer enkeltfotoner, hvilket bekræfter lysets partikel-natur på kvanteniveau. I det tredje eksperiment viste vi, at klassisk lys udviser klar interferens, hvilket demonstrerer dets bølgenatur. Dette leder naturligt til et vigtigt spørgsmål: hvordan opfører en enkeltfoton sig i et interferometer?

Mål

Formålet er at undersøge, hvordan enkeltfotoner opfører sig i et interferometer og måle deres bølgelængde, hvilket vil vise, at hver enkelt foton opfører sig både som en partikel og en bølge.

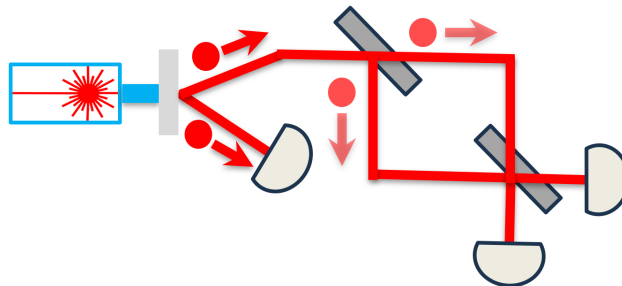


Figure 29: Illustration af interferometeropstilling med enkeltfotoner.

Forsøgsopstilling

Den eksperimentelle opstilling af enkeltfoton Michelson interferometeret er vist i figur 30. Enkeltfotoner ledes ind i Michelson interferometeret, hvor stråledeleren deler hver foton i to mulige arme. Disse veje reflekteres fra to spejle og genforenes ved stråledeleren, hvilket introducerer en relativ fase, der afhænger af vejlængdeforskellen mellem armene. Efter genforeningen ledes fotonerne mod detektor *B*. Ved at måle koincidens-tællingsraten mellem detektorerne *B* og *T* som funktion af spejlpositionen kan interferensmønstret observeres.

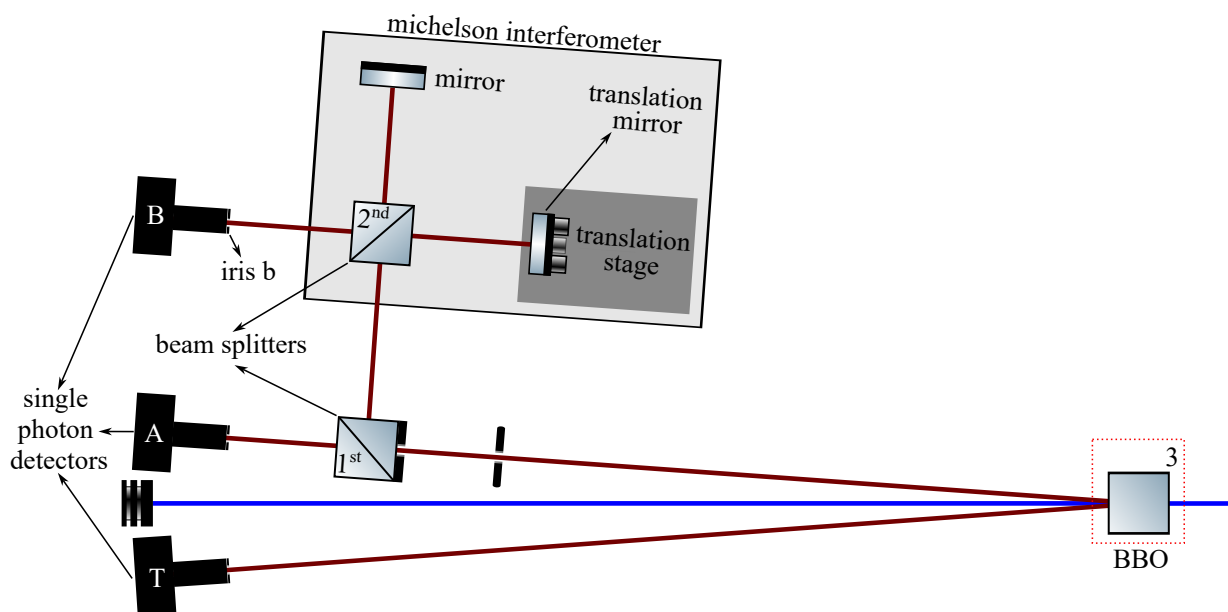


Figure 30: Eksperimentel opstilling til enkeltfoton Michelson interferometeret.

Opsætning af eksperimentet

Følg trinnene herunder for at opstille eksperimentet:

1. Fjern LED-kilden og den hvide skærm, der blev brugt ved det forrige forsøg.
2. Placer BBO-krystallen ved position 3.
3. Åben helt for iris åbningen på detektorerne, inklusiv iris b, ved at justere dem forsigtigt.
4. Når alle elementer er placeret korrekt, luk for den sorte afskærmningskasse for at forhindre andet lys fra at påvirke opstillingen. **Verificer at kassen af lukket korrekt.**
5. Åben *Alignment* fanen og sæt pumpelaserens strømstyrke til 30 mA. Aktiver den ved at trykke på *Laser On/Off* knappen. **Åben ikke for afskærmningen mens laseren er tændt.**
6. Bekræft at fotontællingsraterne ved detektorerne er steget.
7. Gå til *Michelson* fanen og tryk *Zero Stage*.
8. Sørg denne gang for at vise tællingsraten fra T&B-kanalen fremfor detektor B alene. Grafen du ser skal derfor være **rød**. Du kan vælge den rette kanal ved at trykke på de tilsvarende ikoner i øverste højre hjørne af softwarevinduet.

Måling: interferens med enkeltfotoner

I denne måling skal du måle interferensmønstret produceret af individuelle fotoner og bruge det til at bestemme deres bølgelængde. Selvom fotonerne passerer gennem interferometeret én ad gangen, varierer detektionssandsynligheden stadig med spejlpositionen, hvilket afslører den underliggende bølgelignende opførsel.

Fremgangsmåde og spørgsmål

1. Kør en måling i 20 sekunder ved brug af de samme parametre som før.
2. Udregn bølgelængden og indtast resultaterne i tabellen herunder.

Parameter	Værdi	Enhed
Spejljustering (Δz)	10000	nm
Antal af rande (N)		–
Udregnet bølgelængde (λ_{SPDC})		nm

Diskussion

Et enkeltfoton-interferometer rejser et fundamentalt spørgsmål: hvis en foton altid detekteres som et enkelt, lokaliseret "klik" i en detektor, hvordan kan den så producere et interferensmønster? I sektion 1.2 beskrev vi stråledelers på en forenklet måde, idet vi antydede, at når en foton rammer den, må fotonen vælge én vej og derfor bevæge sig gennem enten den ene arm eller den anden. Denne klassiske beskrivelse er dog ikke korrekt fra et kvantemekanisk perspektiv. Interferens kræver ikke, at flere fotoner interagerer med hinanden; i stedet opstår den, fordi en enkelt foton beskrives af en kvantetilstand, der kan eksistere i en superposition af begge veje samtidig.

Når en foton rammer en 50:50 stråledeler, bliver den ikke fysisk delt op i to mindre fotoner. I stedet bliver dens kvantetilstand en superposition af to muligheder: én svarende til udbredelse gennem den øvre arm af interferometeret og én gennem den nedre arm. Disse to muligheder repræsenteres af sandsynlighedsamplituder af lige stor størrelse. Når fotonen bevæger sig gennem interferometeret, udbreder begge komponenter af superpositionen sig samtidig. Hvis den ene arm er lidt længere end den anden, for eksempel ved at justere translationsspejlet, får de to amplituder en relativ faseforskel bestemt af vejlængdeforskellen. Når armene genforenes ved den anden stråledeler, kombineres disse sandsynlighedsamplituder, og fordi de bærer en relativ fase, interfererer de konstruktivt eller destruktivt. Konstruktiv interferens øger sandsynligheden for at detektere fotonen ved den ene detektor, mens destruktiv interferens reducerer den, og ved at

varierte spejlpositionen ændres faseforskellen, hvilket fører til en oscillation (svingning) i detektionssandsynligheden mellem de to detektorer.

Vigtigt er det, at hver enkelt foton altid detekteres som en enkelt, lokaliseret hændelse. Når mange fotoner derimod sendes gennem interferometeret én ad gangen, danner ophobningen af disse individuelle detektionshændelser et interferensmønster. Dette mønster opstår ikke som følge af interaktioner mellem forskellige fotoner, men fra interferensen af sandsynligheds-amplituderne, der er forbundet med en enkelt fotons kvantetilstand. Dermed bevæger fotonen sig i overensstemmelse med bølge-lignende principper, der tillader interferens, men den detekteres som en diskret partikel-lignende hændelse. Denne sameksistens af bølge-lignende udbredelse og partikel-lignende detektion kaldes bølge-partikel-dualitet, og den observerede variation i detektionssandsynlighed giver direkte bevis for dette fundamentale kvantefænomen.

2.5 MALUS' LOV FOR KLASSISK LYS

Formål

Indtil videre har vi ikke betragtet lysets polarisation, selvom den spiller en væsentlig rolle i kvanteoptiske eksperimenter. I dette eksperiment er formålet at verificere Malus' lov.

Eksperimentel opstilling

Den tilsvarende eksperimentelle opstilling er vist i Figur 31. Selvom den røde laserstråle er lineært polariseret, er dens præcise polarisationsretning ikke kendt. For at etablere en kendt og reproducerbar polarisationstilstand passerer strålen først gennem en lineær polarisator, som definerer referencepolarisationen for eksperimentet. En anden lineær polarisator placeres længere fremme for at fungere som analysator. Begge polarisatorer er monteret på rotationsholdere, hvilket gør det muligt at justere deres transmissionsakser præcist. Den transmitterede optiske effekt måles som en funktion af analysatorens vinkelorientering relativt til den første polarisator ved hjælp af en fotodiode-effektsensor, som måler den optiske effekt.

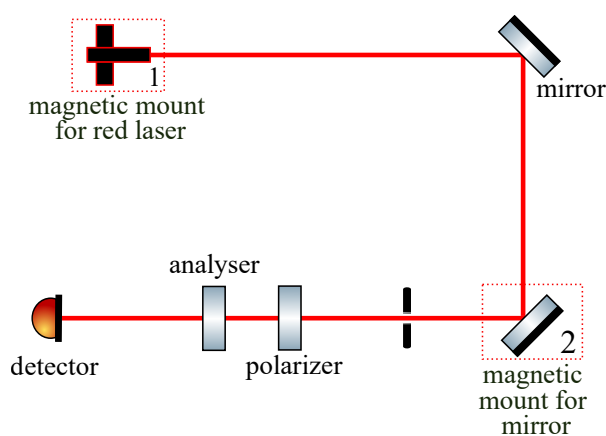


Figure 31: Skematisk opstilling til måling af fotonkorrelationer fra SPDC-genererede fotonpar.

Opsætning af eksperimentet

1. Placer den røde laser ved position 1.
2. Placer spejlet ved position 2, så den reflekterede stråle udbreder sig mod effektsensoren.
3. Placer effektsensoren for enden af den optiske bane og juster dens position, så laserstrålen er centreret på det aktive detektionsområde.
4. Indsæt de to lineære polarisatorer mellem iris d og effektsensoren. Sørg for, at begge polarisatorer er orienteret vinkelret på strålens udbredelsesretning.
5. Glem ikke at fjerne BBO'en fra position 3.
6. Den højere polarisator vil blive brugt som analysator, mens den kortere polarisator vil blive brugt som polarisator. Fastgør den højere polarisator på plads ved hjælp af klemmen, og monter den kortere polarisator i den tilsvarende holder.

Måling: Malus' lov

Malus' lov verificeres kvantitativt ved at måle den transmitterede optiske effekt ved hjælp af effekthovedet.

Procedure og spørgsmål

Følg trinene nedenfor for at udføre målingerne:

1. Placer effektsensoren mellem polarisatoren og analysatoren.
2. Drej langsomt polarisatoren, mens du overvåger detektorsignalet. Bestem den vinkel, hvor den detekterede optiske effekt når sin maksimale værdi. Denne værdi svarer til den indkommende optiske effekt P_{in} og definerer den indkommende polarisationsvinkel θ_{in} . Noter de målte værdier nedenfor.

Parameter	Symbol	Værdi	Enheder
Indkommende optisk effekt	P_{in}		mW
Indkommende polarisationsvinkel	θ_{in}		Grader

3. Flyt effektsensoren til enden af den optiske bane, efter analysatoren.
4. Drej analysatoren i trin på 10° over hele vinkelområdet fra 0° til 350° . Ved hver vinkel skal du notere den transmitterede optiske effekt målt af fotodetektoren. Indtast de målte værdier i tabellen nedenfor.
5. Plot den målte optiske effekt P_{out} som en funktion af den relative polarisatorvinkel, $\theta = \theta_{\text{in}} - \theta_{\text{pol}}$, med P_{out} på den vertikale akse og θ på den horisontale akse.
6. Fit de målte data til den teoretiske afhængighed forudsagt af Malus' lov og vis den fittede kurve sammen med de eksperimentelle data. Sammenlign fitresultatet med den teoretiske forudsigelse og diskuter, om målingen stemmer overens med Malus' lov inden for den eksperimentelle usikkerhed.

Diskussion

Den målte optiske effekt bør falde, når analysatoren drejes væk fra polarisationsretningen af det indkommende lys, nå et minimum når de to polarisationsretninger er vinkelrette på hinanden, og derefter stige igen periodisk. Denne opførsel viser, at analysatoren kun transmitterer den del af det elektriske felt, der er rettet langs dens transmissionsakse. I praksis når minimumseffekten muligvis ikke præcis nul på grund af uperfekte polarisatorer, små justeringsfejl, baggrundslys eller usikkerhed i polarisatorvinklerne. Hvis de målte data følger den forventede tendens inden for den eksperimentelle usikkerhed, bekræfter eksperimentet Malus' lov og demonstrerer polarisationsafhængigheden af klassisk lys.

2.6 MALUS' LOV FOR ENKELTFOTONER

Formål

Formålet med dette eksperiment er at undersøge polarisationsegenskaberne af fotonpar genereret ved Type I SPDC.

Eksperimentel opstilling

Den eksperimentelle opstilling er vist i Figur 32. En lineær polarisator placeres kun foran detektor B.

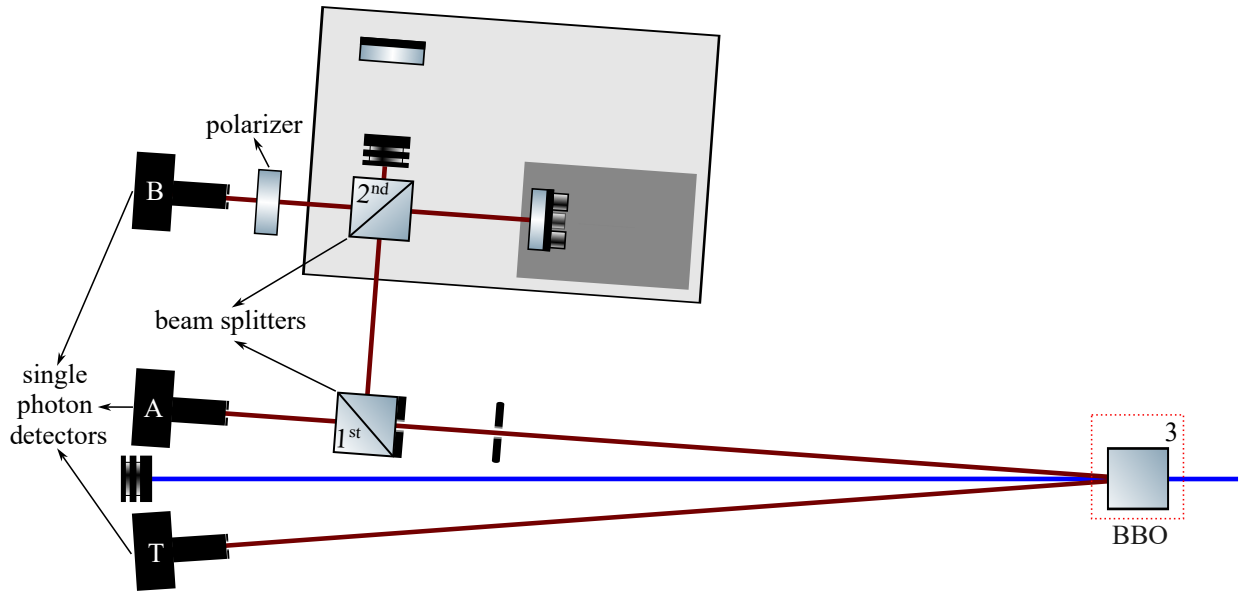


Figure 32: Eksperimentel opstilling til måling af Malus' lov med fotonpar.

I dette eksperiment erstattes målingen af optisk effekt, som blev brugt i det klassiske tilfælde, af foton-tælling. Transmissionssandsynligheden gennem polarisatoren måles derfor ved hjælp af koincidensraten. Her er kun én lineær polarisator nødvendig, fordi Type I SPDC producerer fotonpar med den samme veldefinerede polarisation. Når polarisatoren roteres, forventes koincidensraten R_{TA} at følge Malus' lov,

$$R_{TA}(\theta) = R_{TA}^{\max} \cos^2(\theta_{pol}), \quad (53)$$

hvor $R_{TA}^{\max}$ er den maksimale koincidensrate, og θ er polarisatorvinklen. Her er $\theta_{in} = 0$, fordi fotonparrene er vertikalt polariserede.

Opsætning af eksperimentet

1. Fjern alle optiske komponenter, der blev brugt i den tidligere måling, inklusive spejlet placeret ved position 2.
2. Placer BBO-krystallen ved position 3.
3. Installer en strålefælde ved den ubrugte udgangsportal på den anden stråledeler.
4. Indsæt den høje polarisator foran signalfotondetektor B, som angivet i opstillingsdiagrammet. Sørg for, at polarisatoren er vinkelret på strålens udbredelsesretning, og fastgør den ved hjælp af klemmer.
5. Efter at have verificeret, at alle optiske elementer er korrekt justeret, lukkes den sorte afskærmning forsigtigt for at minimere påvirkningen fra omgivende lys. Lad kun den nødvendige side være tilgængelig, så polarisatoren kan roteres.
6. I fanen *Alignment* i kontrolsoftwaren indstilles pumpelaserstrømmen til 35 mA, og laseren aktiveres ved hjælp af *Laser On/Off*-kontrollen.

7. Kontroller, at fotontællingsraterne ved detektorerne stiger.

Procedure og spørgsmål

1. Åbn fanen *Malus* i kontrolsoftwaren, og indstil måletiden til 20 s.
2. Indtast en indledende polarisatorvinkel på 0° i inputfeltet *Angle*.
3. Ved den eksperimentelle opstilling roteres den lineære polarisator til 0° . Når polarisatoren er korrekt justeret, startes målingen, og dataene for denne vinkel registreres.
4. Gentag den samme procedure for polarisatorvinkler fra 0° til 350° i trin på 10° . Under målingen overvåges plottene af $R_{TB}(\theta)$ og $g^{(2)}(0)$ for $T \& A \& B$. Efter at have gennemført hele vinkelscanningen gemmes måledataene og resultaterne.
5. Er den målte værdi af $g^{(2)}(0) \approx 0$, hvilket indikerer stærk anti-klyngedannelse og bekræfter enkeltfotonkarakteren af det målte felt? Hvis ikke, overstiger den da én, og hvorfor?
6. Plot den målte koincidencesrate $R_{TB}(\theta)$ som en funktion af polarisatorvinklen θ . Fit de målte data til den teoretiske afhængighed forudsagt af Malus' lov og vis den fittede kurve sammen med de eksperimentelle data. Sammenlign fitresultatet med den teoretiske forudsigelse og diskuter, om den målte koincidencesrate følger den forventede polarisationsafhængighed inden for den eksperimentelle usikkerhed.

Diskussion

Den målte koincidencesrate $R_{TA}(\theta)$ viser en tydelig $\cos^2$ -afhængighed af polarisatorvinklen, hvilket bekræfter, at Malus' lov fortsat er gyldig på enkeltfoton-niveau. Dette demonstrerer, at transmissionssandsynligheden for en enkelt foton gennem en lineær polarisator følger den samme vinkelafhængighed som intensiteten af en klassisk elektromagnetisk bølge. Samtidig forbliver den målte andenordens korrelationsfunktion $g^{(2)}(0)$ langt under én for de fleste polarisatorvinkler, hvilket indikerer, at eksperimentet opererer i enkeltfoton-regimet, og at samtidige detektioner ved detektorerne A og B er stærkt undertrykt. Større fluktuationer i $g^{(2)}(0)$ observeret nær vinklerne 0° , 180° og 360° skyldes de meget lave koincidencesrater i disse områder, hvor statistisk støj og ukorrelerede baggrundshændelser har et øget relativt bidrag. Samlet set viser resultaterne, at selvom enkeltfotoner udviser iboende kvanteopførsel, følger deres polarisationsafhængige transmission gennem en lineær polarisator den samme funktionelle form, som forudsiges af klassisk polarisationsoptik.

2.7 KVANTEMKANISK VISKELEDER

Formål

Formålet med dette eksperiment er at demonstrere effekten af det kvantemekaniske viskelæder ved hjælp af enkeltfotoner.

Eksperimentel opstilling

Figur 33 viser den optiske opstilling, der bruges til eksperimentet med det kvantemekaniske viskelæder.

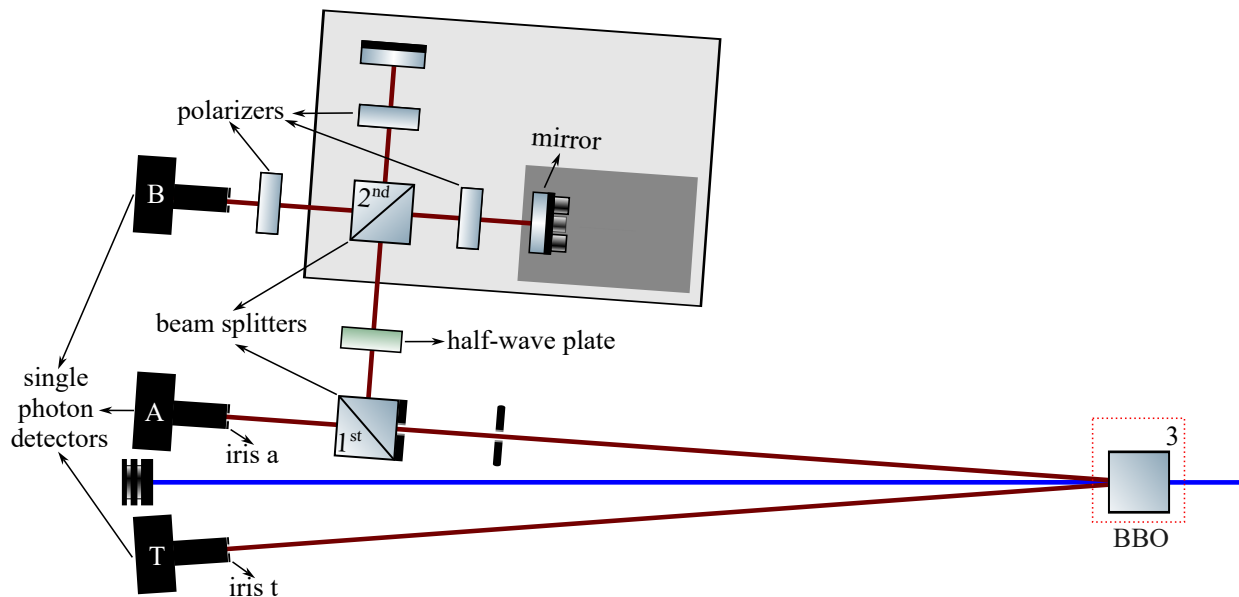


Figure 33: Skematisk opstilling af eksperimentet med det kvantemekaniske viskelæder ved brug af SPDC-genererede enkeltfotoner i et Michelson-interferometer.

Opsætning af eksperimentet

Følg trinene nedenfor for at justere og forberede Michelson-interferometeret til målingerne med det kvantemekaniske viskelæder.

1. Luk detektoririsene for at forhindre mætning.
2. Placer den røde justeringslaser ved position 4.
3. Placer justeringsirisen mellem iris e og den første stråledeler. Juster dens position, så justeringslaseren passerer gennem centrum af iris.
4. Placer halvbølgepladen (WPH10ME 808) mellem de to stråledelere, så tæt som muligt på den første stråledeler, med skalaen på rotationsholderen vendt mod interferometeret. Sørg for, at justeringslaseren er centreret på bølgepladen.
5. Drej forsigtigt bølgepladesamlingen, indtil den reflekterede stråle passerer tilbage gennem centrum af justeringsirisen (eller meget tæt på). Når justeringen er korrekt, fastgøres bølgepladesamlingen på plads ved hjælp af klemmerne.
6. Indstil halvbølgepladen til 0° . Ved denne orientering roteres polarisationen ikke.
7. Placer justeringsirisen foran den 2. stråledeler og juster dens position, så justeringslaseren passerer gennem centrum af iris, som vist i Figur 35.
8. Installer en af de korte polarisatorer i den ene arm af interferometeret, og sørg for, at justeringslaseren er centreret på polarisatoren. Bloker interferometerarmene med strålefældkort, så refleksionen fra polarisatoren tydeligt kan identificeres. Juster orienteringen af polarisatorsamlingen, indtil den reflekterede

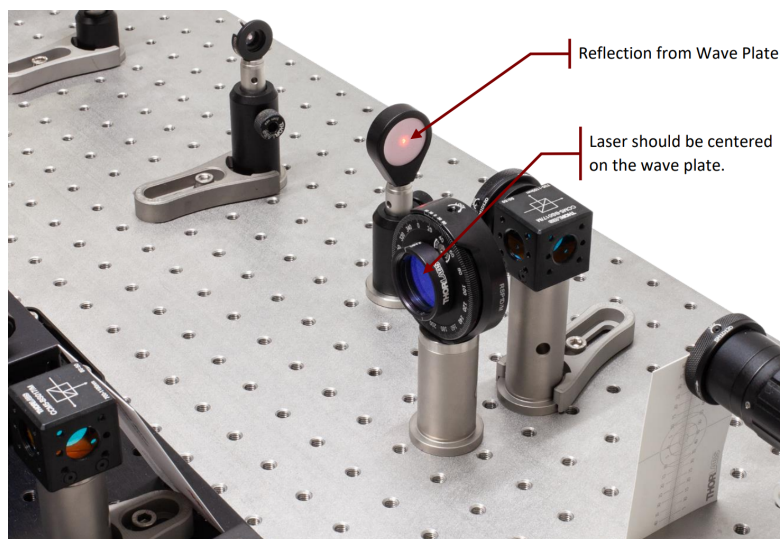


Figure 34: Justering af halvbølgepladen mellem de to stråledelere. Justeringslaseren skal være centreret på bølgepladen, og den reflekterede stråle bruges til at justere dens orientering.

stråle passerer tilbage gennem centrum af justeringsirisen, som vist i Figur 35. Når den er justeret, fastgøres polarisatoren på plads ved hjælp af en klemme, og dens polarisationsvinkel indstilles til 0° .

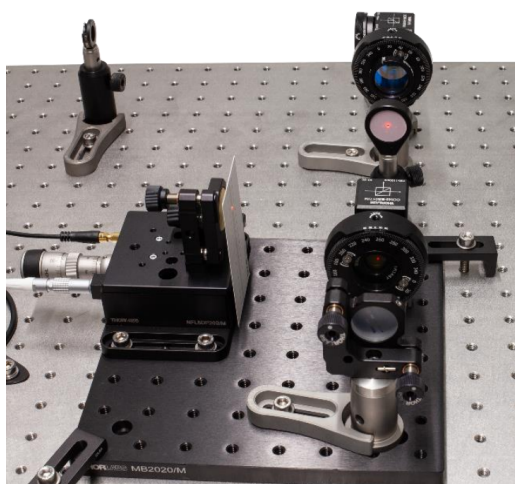


Figure 35: Justering af den korte polarisator i en af interferometerarmene. Polariseren roteres, indtil den reflekterede stråle passerer tilbage gennem justeringsirisen.

9. Gentag det foregående trin for den anden korte polarisator i den anden arm af interferometeret. Brug en klemme til at fastgøre denne polarisator på plads. Efter justeringen indstilles denne polarisator også til 0° .
10. Fjern justeringsirisen fra breadboardet. Sæt justeringslaseren tilbage til dens oprindelige position i opstillingen.
11. Kontroller nu, om interferometeret stadig er justeret.
 - (a) Placer LED'en mellem de to stråledelere, rettet mod Michelson-interferometeret. Placer skærmen foran detektor B.
 - (b) Tænd LED'en. Et interferensmønster bør fremkomme på skærmen. Hvis intet mønster er synligt, justeres finjusteringen på Michelson-translationsstagen forsigtigt, indtil et interferensmønster med god kontrast observeres.
 - (c) Interferensmønsteret vil højst sandsynligt fremkomme som et sæt interferensstriber. Brug de kinematiske skruer på spejlet til at finde det centrale maksimum. **Brug ikke translationsspejlet.**

12. Når interferensmønsteret er optimeret, fjernes skærmen og LED'en fra opstillingen. Michelson-interferometeret er nu forberedt til målingerne med det kvantemekaniske viskelæder, som vist i Figur 36.

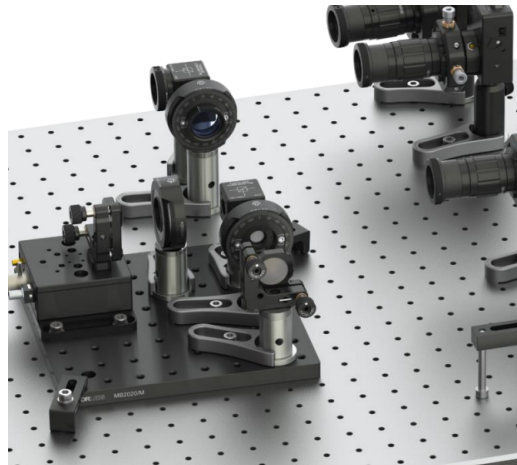


Figure 36: Michelson-interferometeret forberedt til målingerne med det kvantemekaniske viskelæder efter justeringen af halvbølgepladen og de to polarisatorer.

13. Udfør den samme interferensmåling som beskrevet i Sektion ?? . Hvis du ser interferensminima og -maksima, har du justeret det kvantemekaniske viskelæder korrekt.

Måling: kvantemekanisk viskelæder

Følg disse trin for at udføre målingen.

1. Indstil halvbølgepladen til 22.5° , hvilket vil rotere polarisationen med 45° .
2. Indstil begge polarisatorer i Michelson-interferometeret til 0° .
3. Luk boksene og åbn Michelson-fanen i softwaren.
4. Indstil translationsstagens start- og slutpositioner, så de er adskilt med cirka $2.4 \mu\text{m}$.
5. Registrer den første måling med begge polarisatorer indstillet til 0° .
6. Drej en af polarisatorerne til 90° , mens den anden polarisator forbliver ved 0° . Registrer en anden måling ved hjælp af de samme stageparametre som før.
7. Placer den lange polarisator foran detektor B og indstil dens vinkel til 45° . Sørg for, at polarisatoren er omtrent vinkelret på strålebanen, og at strålen passerer gennem centrum af polarisatoren. Brug justeringslaseren, hvis det er nødvendigt.
8. Gentag målingen en tredje gang ved hjælp af de samme stageparametre.
9. Plot R_{TB} -koincidenstællingsraten som en funktion af translationsstagens position for alle tre målinger i den samme graf.
10. Lav et andet plot, der viser værdien af andenordens korrelationsfunktionen, $g^{(2)}(0)$, som en funktion af translationsstagens position for de samme tre konfigurationer.
11. Sammenlign resultaterne af de tre målinger med den teoretiske beskrivelse af det kvantemekaniske viskelæder. Diskuter, hvordan den observerede interferens ændrer sig, når de to baner har den samme polarisation, når de er markeret med ortogonale polarisationstilstande, og når 45° -polarisatoren introduceres for at slette den tilgængelige hvilken-bane-information. Stemmer dine eksperimentelle observationer overens med de teoretiske forudsigelser?

Diskussion

Målingerne med det kvantemekaniske viskelæder demonstrerer, hvordan interferens afhænger af, om de to mulige baner kan skelnes fra hinanden. Når begge polarisatorer i Michelson-interferometeret er indstillet til 0° , er polarisationstilstanden den samme i begge arme. Derfor er ingen hvilken-bane-information tilgængelig, og et interferensmønster observeres i R_{TB} -koincidenstællingsraten, som vist i Figur 37. Når en af polarisatorerne drejes til 90° , bliver de to baner skelnelige, fordi fotonerne fra de to arme har ortogonale polarisationstilstande. I dette tilfælde kunne baneinformationen opnås ved at måle polarisationen ved detektor B. Som resultat forsvinder interferensen, og koincidenstællingsraten bliver omtrent konstant. I den tredje måling placeres en 45° -polarisator foran detektor B. Denne polarisator projicerer de to ortogonale polarisationskomponenter på den samme endelige polarisationstilstand og sletter hvilken-bane-informationen. Derfor fremkommer interferensmønsteret igen. Tællingsraten er dog lavere end i den første måling, fordi den ekstra polarisator absorberer en del af de indkommende fotoner.

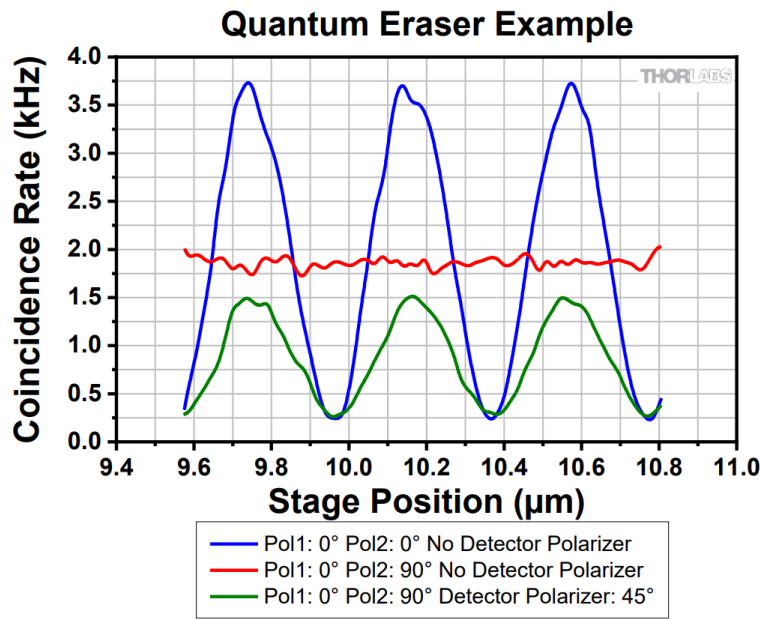


Figure 37: Koincidenstællingsrate R_{TB} som en funktion af translationsstagens position for de tre konfigurationer af det kvantemekaniske viskelæder.

De målte $g^{(2)}(0)$ -værdier, vist i Figur 38, forbliver under 0.1 for alle stagepositioner. Dette bekræfter, at eksperimentet blev udført i enkeltfoton-regimet. $g^{(2)}$ -plottet understøtter også fortolkningen af R_{TB} -dataene: den faseafhængige opførsel er til stede, når banerne er uskelnelige, undertrykt når hvilken-bane-information er tilgængelig, og genvundet efter at viskelæderpolarisatoren er indsat.

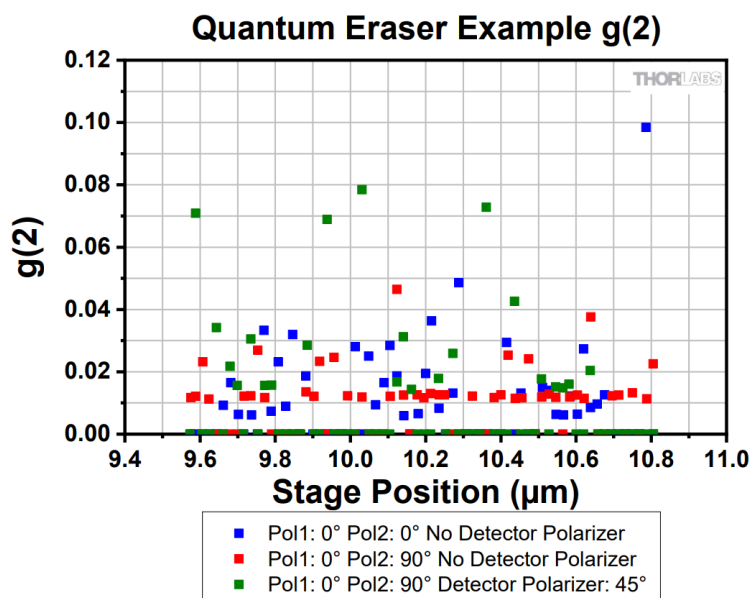


Figure 38: Andenordens korrelationsfunktion $g^{(2)}$ som en funktion af translationsstagens position for de tre konfigurationer af det kvantemekaniske viskelæder. Værdierne forbliver under 0.1, hvilket bekræfter drift i enkeltfotonregimet.

Samlet set viser resultaterne, at interferens ikke bestemmes af, om en banemåling faktisk udføres, men af, om hvilken-bane-information i princippet er tilgængelig. Når denne information slettes før detektion, genvindes interferensmønstret.