



Universitetet
i Stavanger

DET TEKNISK-NATURVITENSKAPELIGE FAKULTET

BACHELOROPPGAVE

Studieprogram/spesialisering: Bachelor i ingeniørfag / Automatisering og elektronikkdesign	Vårsemesteret 2021 Åpen
Forfatter(e): Thomas Nesjø Magnus Kvamme	 
Fagansvarlig: Arnfinn A. Eielsen Veileder(e): Arnfinn A. Eielsen	
Tittel på bacheloroppgaven: Improved displacement estimation in homodyne Michelson interferometer	
Studiepoeng: 20	
Emneord: Interferometri, optikk, distansemåling, Heydemann-metode.	Sidetall: 41 + 2 vedlegg/annet: Stavanger 15. mai 2021

1 Sammendrag

Laser-interferometri er en måleteknikk hvor man kan finne endringer i distanse ved hjelp av forstyrrelses mønstre som oppstår på laser-strålen igjennom systemet. Interferometri har blant annet bruksområder innen topografi hvor INSAR (Interferometric Synthetic Aperture Radar) er anvendt i satellitter i bane rundt jorden for å kartlegge endringer på jordoverflaten over perioder [1]. Homodyne Michelson interferometer er noe mindre komplekst- og har en annerledes oppbygning enn INSAR, men prinsippet går ut på det samme. I denne oppgaven blir Heydemann-metoden brukt for å kompensere for støy slik at presisjonen av distanse-endringen gjennom det homodyne Michelsons interferometer blir forbedret. Fokuset er på optisk modellering, simulering og bygging av et eksperimentelt oppsett. Det blir også gitt en introduksjon av prinsippet til Michelsons interferometer og optikken bak, samt en kort beskrivelse av Heydemann-metoden.

I den simulerte modellen ble det gjennomført simuleringer ideelt, men også med støy der en Heydemann-korreksjon gjorde opp for støy slik at resultatet ble nanometerpresist.

I den reelle modellen ble det oppnådd gode målinger som ble hentet inn digitalt ved hjelp av en A/D-omformer. Resultatet bar preg av en feilmargin på minst 4%. Det kan konkluderes med at de største feilkildene var i form av feilinnstillinger i det optiske oppsettet og en upresis koeffisient av forflytningen til speilet, da dette ble flyttet ved hjelp av termisk ekspansjon av aluminium. Resultatet ga allikevel et bilde av potensialet som er tilgjengelig ved videre utvikling og forbedring av presisjonen til systemet.

Forord

Først vil vi takke Arnfinn A. Eielsen for veiledning og tips underveis i oppgaven. Spesielt da med anskaffelse av en egnet waveplate som ikke var så enkelt å få på plass.

Denne oppgaven har bydd på mye mange utfordringer da optikk var nokså nytt for oss. Den har allikevel gitt oss nye interesser, da dette har vært en utrolig spennende og engasjerende oppgave. Vi ønsker også å takke Universitet i Stavanger for kjøp og utlån av utstyr.

En spesiell takk til Eivind Berge Mesna, som skriver Masteroppgave om emnet, for godt samarbeid underveis. En siste takk til venner, familie og Rino for motivasjons-boost's underveis.

"A student is not a container you have to fill, but a torch you have to light up."

- *Albert Einstein* -

2 Terminologi

Forkortelse	Engelsk begrep	Norsk begrep
A/D	Analog to Digital	Analog til digital
BS	Beamsplitter	Strålesplitter
c	Speed of light in vacuum	Lysets hastighet i vakuum
d	Distance	Distanse
E	Electrical field	Elektrisk feltstyrke
\vec{E}	Electrical field vector	Elektrisk feltstyrke vektor
\vec{E}_M	Electrical field from mirror	Elektrisk feltstyrke fra speil
\vec{E}_{BS}	Electrical field from BS	Elektrisk feltstyrke fra BS
\vec{E}_{PBS}	Electrical field from PBS	Elektrisk feltstyrke fra PBS
E_p	Electrical field p-polarized	Elektrisk feltstyrke p-polarisert
E_s	Electrical field s-polarized	Elektrisk feltstyrke s-polarisert
E_x	Electrical field x-axis	Elektrisk feltstyrke x-akse
E_y	Electrical field y-axis	Elektrisk feltstyrke y-akse
ϵ_0	Vacuum permittivity	Vakuumpemittiviteten
I	Fringes	Forstyrrelses mønster i form av ringer
\vec{k}	Irradiance	Intensitet av fotoner som treffer fotodioden
M	Unit vector in the direction of propagation	Retningsvektor
PBS	Mirror	Speil
r	Polarized Beamsplitter	Polarisert strålesplitter
r_M	Reflection coefficient	Refleksjonskoeffisient
r_p	Reflection coefficient from mirror	Refleksjonskoeffisient fra speil
r_x	Reflection coefficient of polarisation	Refleksjonskoeffisient av polarisasjon
t	Reflection coefficient x-axis	Refleksjonskoeffisient x-akse
t	Time	Tid
t	Transmitting coefficient	Overføringskoeffisient
t_p	Transmission coefficient of polarisation	Overføringskoeffisient av polarisasjon
t_y	Transmitting coefficient y-axis	Overføringskoeffisient y-akse
v	Speed of light in medium	Lysets hastighet i medium
ω	Angular frequency	vinkelfrekvens
WP	Waveplate	Bølgeplate
ϕ	Phase change	Faseforskyvning

Table 2.1: Terminologi i alfabetisk rekkefølge

Contents

1	Sammendrag	ii
2	Terminologi	iv
3	Introduksjon	1
3.1	Oppgavetekst	1
3.1.1	Historie	1
3.1.2	Homodyne Michelson interferometer	2
3.1.3	Irradians	3
3.2	Laser	5
3.3	Beamsplitter	6
3.4	Speil	7
4	Utvidet modell	8
4.1	Waveplate	12
4.2	Polarisert beamsplitter	13
4.3	Fotodioden	14
4.3.1	Transimpedans forsterker-krets	15
4.4	Den simulerte modellen	17
4.4.1	Fringes	20
4.4.2	Beregning av forflytning	21
4.5	Heydemann-metoden	23
4.5.1	Den Simulerte modellen med støy	26
5	Den virkelige modellen	30
6	Konklusjoner	37
	References	39
7	P1 Matlab koder	42

3 Introduksjon

3.1 Oppgavetekst

Denne oppgaven omhandler forbedring av presisjonen av det homodyne Michelson interferometer ved hjelp av Heydemann-metoden. Det skulle læres å bruke interferometer til distanse-måling, samt å forstå optikken bak systemet og deres funksjoner. Det skulle bygges en realistisk simulasjon av systemet, samt eksperimentell implementering av det optiske oppsettet. Deretter utføre eksperimenter for å innsamle data som brukes for å verifisere modelleringen, og utføre estimeringsmetoder.

3.1.1 Historie

Interferometri er en ekstremt presis teknikk for å måle lengde, hastighets- og akselerasjonsmålinger med høy oppløsning. Interferometret ble opprinnelig laget for å vise at jorden beveger seg gjennom en slags ether i rommet, hvorav eksperimentet kan sies å ha mislyktes. Konklusjonen var faktisk at eksperimentet beviste at ether ikke eksisterer [2]. Dette eksperimentet fra 1887 av Albert A. Michelson og Edward W. Morley er en av de viktigste gjennom fysikkens historie. Ether skulle være et medium som bærer lysbølger gjennom rommet.

Da Michelson var helt sikker på at ether eksisterte, var dette en stor skuffelse for han. Etter nesten 50 år etter hans første interferometer holdt han fortsatt på for å måle lysets hastighet med økende presisjon, han målte diameteren på en stjerne for første gang. Og etter så lang tid kunne han innrømme for seg selv at hans interferometer eksperiment hadde hjulpet å verifisere Albert Einsteins relativitetsteori som danner grunnlaget for all moderne kosmologi.

Interferometri har blitt brukt i flere århundre for lengde-måling. Ved å bruke bølglengden til stabiliserte lasere som lengde-enhet, kan vi idag måle med ekstrem nøyaktighet. [3]

3.1.2 Homodyne Michelson interferometer

I denne realisering av det homodyne Michelson interferometer blir en laserstråle sendt ut til en stråleplitter (BS) som deler strålen i hver sin retning som fortsetter videre til referanse-speil og justerbart speil, hvor de reflekteres tilbake BS. Signalene interfererer og sendes så til fotodetektoren. Distanse-ændring mellom speilene vil forårsake en relativ faseendring på signalet, som får mønsteret til å endre seg.

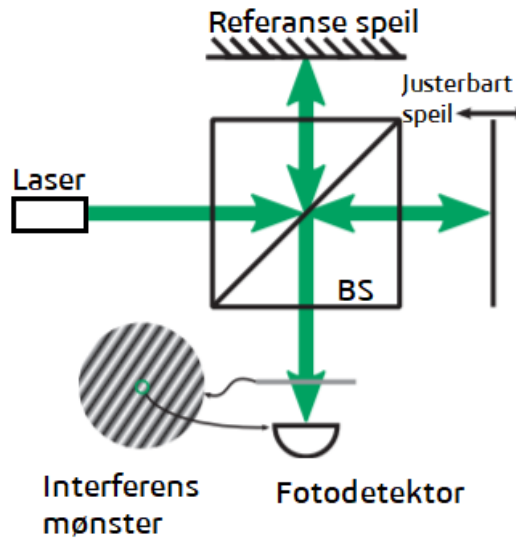


Figure 3.1: Skisse av en enkel homodyne Michelson interferometer

Da Michelson skulle bevise eksistensen av ether, var ideen hans at

ether ville ha en effekt på interferens mønsteret. Dette grunnet at lyset ville bruke lenger tid gjennom den ene armen enn den andre gitt at armens lengder var like. Da han så roterte interferometeret 90° ville interferens mønsteret endres hvis lysets hastighet ikke var konstant. Noe det altså ikke gjorde da lysets hastighet er konstant, uavhengig av hastigheten til kilden, som senere ble forklart av Einsteins relativitetsteori.[4]

Når det snakkes om interferens snakkes det om to eller flere bølger som interfererer med hverandre når de møtes. Der bølgene er i fase(2π) vil bølgene forsterke hverandre noe som kalles konstruktiv interferens. Destruktiv interferens blir da når faseforskjellene er 180 grader(π), da vil bølgene kansellere hverandre ut som vist i figur 3.2.

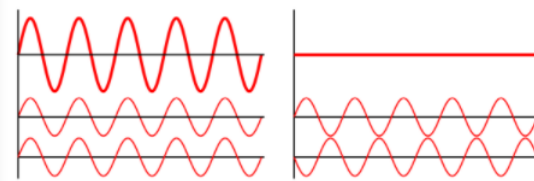


Figure 3.2: Konstruktiv og destruktiv interferens

Det er bare koherent lys som kan gi interferensbilder, og Lys fra lasere er derfor spesielt godt egnet.

Fordelen med den enkle homodyne interferometeret er

- Systemet har få komponenter og er enkelt å sette opp
- Kan brukes for flerakse-systemer

Ulempene med den enkle homodyne interferometeret er

- Systemet er sensitivt for omgivelsene, lys, varme, osv som kan gi feilmarginer.
- Kontrasten på mønsteret er svært viktig.
- Systemet er følsomt for både forskyvninger og vinkler på speilene
- Systemet mangler retnings-bestemmelser, så det kan ikke bestemme om speilet er flyttet i positiv eller negativ retning, bare at det er blitt endret.

I et av lab-eksperimentene fra Thorlabs ble interferometeret brukt som et spektrometer. Der settes interferometer opp slik at et mønster av interferens kan studeres. Ved å telle antall interferensringer kan man finne bølgelengden til lyset. Ved vårt eksperiment ved bestemmelse av bølgelengden fra Thorlabs [5] ble det funnet et gjennomsnitt på bølgelengden på ca 600nm, noe som betyr at fargen på lyset ville vært en dyp oransje, som var et stykke fra laserens 532 nm (Grønt lys). Dette kan altså ikke stemme og må tolkes som en lesefeil fra bruker. Til sammenligning, fra Thorlabs egne målinger fås det et resultat med et gjennomsnitt på 560nm.

3.1.3 Irradians

Irradians I er gjennomsnitt energi per enhetsareal per enhetstid. Alle former for lysnivå-detektorer har et inngangsvindu som tar inn energistråling gjennom et område (A). Detektoren må integrere energistrømmen over en vis tid.

Irradiansen er proporsjonal med kvadratet av amplituden til det elektriske feltet og kan uttrykkes slik ved

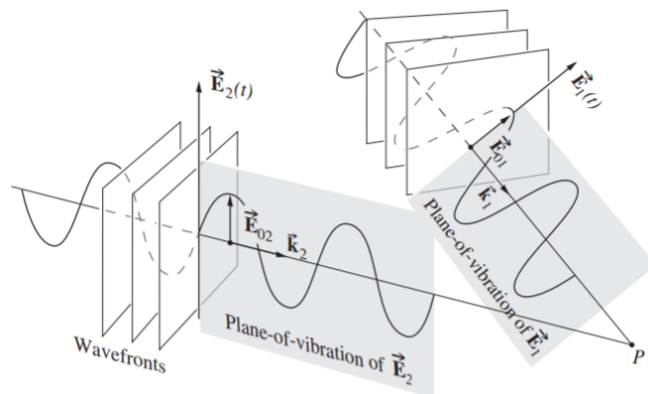


Figure 3.3: To bølger i planet møtes i et punkt P. (Ref. Optic [6])

et punkt P:

$$I = \epsilon_0 c \langle \vec{E}^2 \rangle_T \quad \epsilon_0 = \text{Vakuumperrmittivitet} \quad (3.1)$$

$$v = \text{Lysets hastighet i medium}$$

I samsvar med prinsippet om superposisjon kan det elektriske feltets intensitet \vec{E} på et punkt i det tomme rom, kombineres til en vektor sum lik :

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \dots \quad (3.2)$$

Der to bølger med samme frekvens uttrykkes på formen:

$$\vec{E}_1 = E_{01} e^{i(k_1 \vec{r} - \omega t + \epsilon_1)}, \quad (3.3)$$

$$\vec{E}_2 = E_{02} e^{i(k_2 \vec{r} - \omega t + \epsilon_2)} \quad (3.4)$$

Fra matematikken kan gjennomsnitt av harmoniske funksjoner over et intervall T skrives som:

$$\langle f(t) \rangle_T = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} f(t) dt \quad (3.5)$$

Videre fra ligning 3.1 ser vi på uttrykket $(\langle E^2 \rangle_T)$, der \vec{E}^2 kan skrives som:

$$\vec{E}^2 = \vec{E}_1^2 + \vec{E}_2^2 + 2\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \quad (3.6)$$

Deretter regnes gjennomsnitts-størrelsen på det elektriske feltet (\vec{E}^2) over tid og irradiansen kan uttrykkes:

$$I = I_1 + I_2 + I_{1,2} \quad (3.7)$$

Uttrykket $2\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2$ kalles interferens begrepet og ved å regne tidgjennomsnitt av funksjonen over et intervall T fås ligningen:

$$I_{1,2} = E_{01} E_{02} \cos \delta \quad \delta = (k_1 \cdot r - k_2 \cdot r + \epsilon_1 - \epsilon_2) \quad (3.8)$$

Ved å sette dette inn i ligning 3.7 får vi den totale irradiansen:

$$I = I_1 + I_2 + E_{01}E_{02}\cos\delta \quad (3.9)$$

Ved forskjellige punkter i det tomme rom blir irradiansen større, mindre eller lik $I_1 + I_2$ avhengig av $I_{1,2}$ som igjen er avhengig av δ .

δ er fase differansen mellom de to bølgene. og hvis E_{01} og E_{02} er vinkelrette på hverandre gir $I_{1,2} = 0$ som da gir $I = I_1 + I_2$

Dette skjer når $\delta = \pi/2$ altså $\cos(\delta) = 0$ og forstyrrelsene er 90° ute av fase.

Konstruktiv

Ved $\cos(\delta) = 1$ oppstår den maksimale irradiansen (I_{maks}), da er $\delta = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi \dots$ og som nevnt i kapittel 3.1.2 oppstår konstruktiv interferens og forstyrrelsene er i fase.

Dette skjer når $I_1 + I_2 < I < I_{maks}$.

Fasene er derimot ute av fase når $0 < \cos\delta < 1$.

Destruktiv

Ved $\cos(\delta) = -1$ oppstår den minimale irradiansen (I_{min} dette skjer ved $\delta = \pm\pi, \pm 3\pi \pm 5\pi \dots$

Da oppstår destruktiv interferens og bølgene er 180° ute av fase.

Dette skjer da nå $I_1 + I_2 > I > I_{min}$

3.2 Laser

Lys kan forståes som en kombinasjon av et elektrisk- og magnetiskfelt kalt elektromagnetisk stråling. Vektorproduktet av dette er Poynting-vektoren som angir energi-størrelse og retning på strålen oppgitt i $\frac{W}{m^2}$. Det elektriske feltet forårsaker et magnetisk felt som vil være vinkelrett på det elektriske. I denne modellen benyttes en *Diode-Pumped Solid State* (DPSS) laserkilde fra [Thorlabs](#), som gir et stabilt (men temperatur avhengig) grønt lys med en typisk bølgelengde på 532nm. Laseren er i utgangspunktet stabil på 532nm og 0,9mW, men kan i virkeligheten fravike mellom $\pm 1\text{nm}$ og $\pm 0,1\text{mW}$.

3.3 Beamsplitter

Beamsplitteren (BS) deler laser-strålen i to, og sender de vinkelrett i hver sin retning. En BS-kube er sammensatt av to rettvinklet prismer med et refleksivt belegg imellom som fordeler laser-strålen ideelt 50:50. Halvparten av signalet sendes rett igjennom, mens den andre delen blir reflektert vinkelrett ut. De ytre sidene er behandlet med et anti-refleksivt belegg for å minimere tap. Det vil forekomme en faseforskyvning ϕ_{BS} men som neglisjeres pga. svært lave verdier.

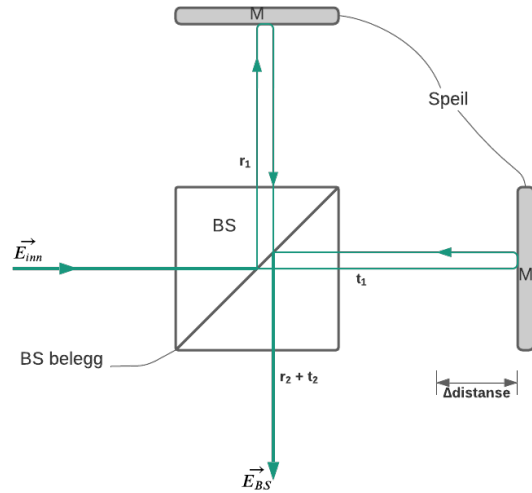


Figure 3.4: Skisse av hvordan strålen fordeler seg via. beamsplitteren.

Matematisk modell

Likning for figur 3.4 for BS med støy, der speilene er neglisjert. Hvor r er refleksjons koeffisient, t er overførings koeffisint. t_2 og r_2 er større enn r_1 og t_1 siden signalet kombineres.

$$\vec{E}_{BS} = E_{inn}^{\rightarrow} e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} (r_1 t_2 e^{i\phi_{BS}} + t_1 r_2 e^{i\phi_{BS}}) \quad (3.10)$$

Thorlabs BS: $r_1 = 47\%$; $t_2 = 97\%$; $t_1 = 47\%$; $r_2 = 97\%$;

Ideell BS: $r_1 = 50\%$; $t_2 = 100\%$; $t_1 = 50\%$; $r_2 = 100\%$; $\phi_{BS} = 0$

3.4 Speil

Speil benyttes for å skifte retning på laser-strålen. I oppsettet til det homodyne Michelson interferometer benyttes to av disse til å reflektere laser-strålen tilbake til beamsplitter, der ett er referanse-speil og det andre er et justerbart-speil.

Utfordringen med speilene er at de kan være krevende å justere slik at laser-strålen blir reflektert 180° presist tilbake.

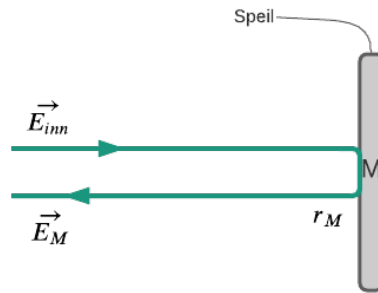


Figure 3.5: Skisse av speil

Matematisk metode

Refleksjonen av det laseren på speilet kan representeres slik, der ϕ er faseforskyvning, r_M er reflekterings koeffisient.

$$\vec{E}_M = \vec{E}_{inn} r_M e^{i(\phi_M)} \quad (3.11)$$

Thorlabs speil: $r_M = 96,37185\%$; ved 530nm .

Ideelt speil: $r_M = 100\%$; $\phi_M = 0$.

4 Utvidet modell

Utvidelsen av homodyne Michelson interferometeret medfører behov for ekstra optiske komponenter: En waveplate, en polarisert beamsplitter (PBS), samt to fotodetektorer som vist i figur 4.1. Ved disse komponentene får vi en digitalisert linearisering i to plan, XY-retning.

Fordelen med utvidet homodyne Michelson interferometer:

- Større presisjon og nøyaktighet.
- Metoder kan benyttes til å korrigere feil, f.eks ved hjelp av Heydemann-metoden .
- Kan finne retning på forskyvning.

Ulempene med den utvidet homodyne interferometeret:

- Systemet er sensitivt for omgivelsene, lys, varme, osv og kan gi feilmarginer.
- Kontrasten på mønsteret er svært viktig.
- Systemet er følsomt til både forskyvninger og vinkler på speilene

Isolator

En isolator er vanlig å anvende ved større varianter av Michelsons interferometre, men er utelatt fra den reelle modellen. Denne har til funksjon å beskytte laseren mot stråler som reflekteres tilbake fra optiske komponenter i systemet. Refleksjoner som kommer tilbake til lyskilden vil bidra med forstyrrelser på signalet. En alternativ løsningen på dette problemet ble å justere laser og speil slik at laseren unngikk reflekterte signaler direkte inn mot lyskilden.

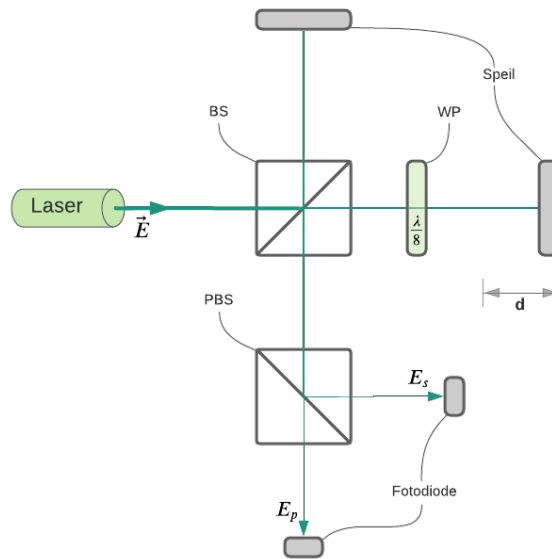


Figure 4.1: Skisse av den utvidet optiske modellen. Merk at det skal være et polariserings filter mellom BS og laser.

Polarisasjon

Avhengig av hvordan det elektriske feltet er orientert, kan polarisert lys klassifiseres inn i tre typer polarisering [8]:

- **Lineær polarisering:**

Det elektriske lysfeltet begrenset til en akse langs bølgens retning z som vist i de øvrige figurene i figur 5.9.

- **Sirkulær polarisering:**

Det elektriske lysfeltet består av to lineære komponenter som er vinkelrette på hverandre, med lik amplitude, men med $\pi/2$ i fasedifferanse. Med vår waveplate ($\lambda/8$) skjer dette når feltet har passert waveplaten for andre gang. Det elektriske feltet roterer sirkulært i z retning slik som i de nedre figurene i figur 5.9.

- **Elliptisk polarisering:**

Kombinasjonen av to lineære komponenter med forskjellig amplitude og/eller en fasedifferanse som ikke er lik $\pi/2$ kalles elliptisk polarisering.

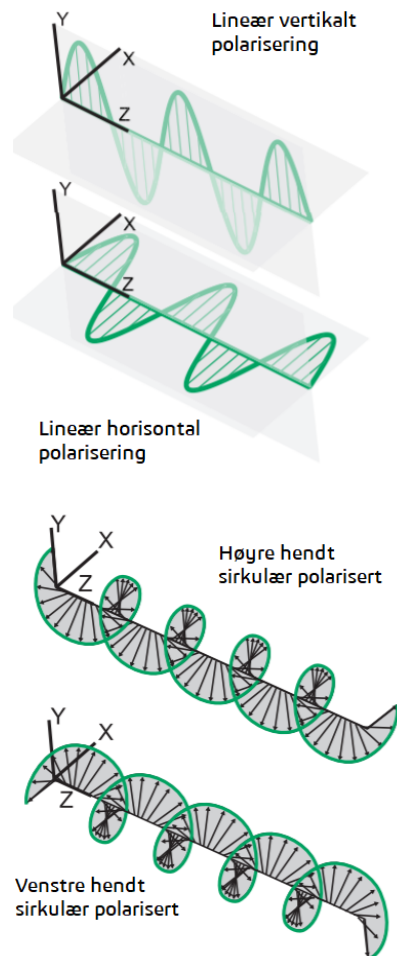


Figure 4.2: Polariserings tilstander (Bildet er hentet fra [7])

Disse kalles høyre- eller venstre-hendt sirkulært polarisert avhengig av rotasjons retningen.

En matematisk beskrivelse av polarisasjons tilstanden på den elektriske-feltvektoren er Jones vektor, som fra *A. A. Eielson. Notes* [9] beskriver amplitude og fasen på det elektriske-feltet.

$$\vec{E}_0 = \begin{bmatrix} |E_{0x}|E^{i\phi_x} \\ |E_{0y}|E^{i\phi_y} \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

Lineær polarisert lys inneholder både vertikalt og horisontal polarisert lys, og hvis polarisasjonen er kompleks får vi elliptisk polarisasjon. Ved er slikt tilfellet roterer polarisasjonen mellom vertikal og horisontal polariserings tilstand.

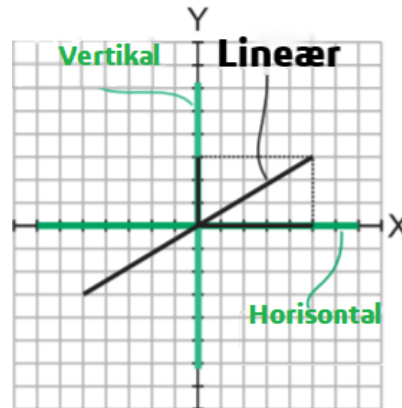


Figure 4.3: Linært polarisert lys

De to vinkelrette lineære polarisasjons tilstandene som er viktigst for refleksjon og overføring er referert til som p- og s-polarisasjon.

Der p-polarisert (vertikalt) lys betyr at det har et elektrisk felt parrallelt med innfallsplanet, mens s-polarisert (horisontalt) betyr at det har et elektrisk felt vinkelrett med innfallsplanet.

Polariserings filter

Et lineært polariserings-filter mellom laser og BS er benyttet i denne oppgaven. Laseren og polariserings filteret er montert i en 45° vinkel. Dette er gjort for å kunne detektere laserstrålen gjennom interferometeret med fotodiodene på begge polarisjons akser. Siden laseren i utgangspunktet er ulineært polarisert i en akse (vertikal retning) vil dette kunne gi utslag på den andre aksene (horisontal retning). Dette bidrar med støy på resultatet og løses ved å linearisere signalet med et polariserings-filter i tilsvarende vinkling med laseren. 45° vinkling er nødvendig siden en vertikal vinkling på både laser og polariserings-filter resulterer i at lyset blir mer eller mindre konstant på den ene fotodioden, mens fraværende hos den andre. Dette er fordi PBS'en deler signalet inn i to polariserings retninger.

Matematisk metode

Polariserings filteret vil være montert i samme vinkel som laseren, og vil derfor ha en overføringskoeffisient lik t_p . I realiteten vil det avvike litt fra koeffisienten da det er unøyaktigheter i presisjonen på montering av komponentene.

Union Optics polariserings filter: $t_p = 80.5\%$; $t_s = 0.02\%$

Ideelt polariserings filter: $t_p = 100\%$; $t_s = 0\%$

4.1 Waveplate

En waveplate (WP, bølgeplate på norsk) er en optisk enhet som består av et dobbeltbrytende materiale som f.eks kvarts eller kvikksølv som endrer

polarisasjons-tilstanden til en lysbølge som beveger seg gjennom den. Resultatet av polariseringen ut fra WP er avhengig av tykkelse på krystallet, bølgelengden på lyset og brytningsindeksen. Den øker fasen med $\phi/2$ langs den raske akse(x) mens den forsinkes med $-\phi/2$ langs den trege (y) akse. WP typen som er benyttet i den reelle modellen er beregnet for $\lambda/8$ ved bølgelengde 550-750nm, som vil forårsake et avvik.

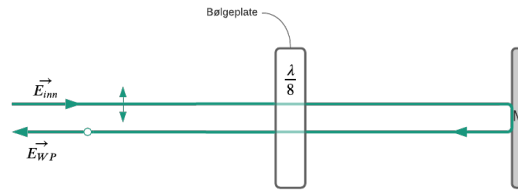


Figure 4.4: Skisse av WP hvor strålen går gjennom to ganger der resultatet er endret polarisasjons tilstand.

Matematisk metode

Fra Jones calculus [4] har vi at en relativ faseskifter kan uttrykkes ved:

$$N(\gamma) = \begin{bmatrix} e^{i\gamma} & 0 \\ 0 & e^{-i\gamma} \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

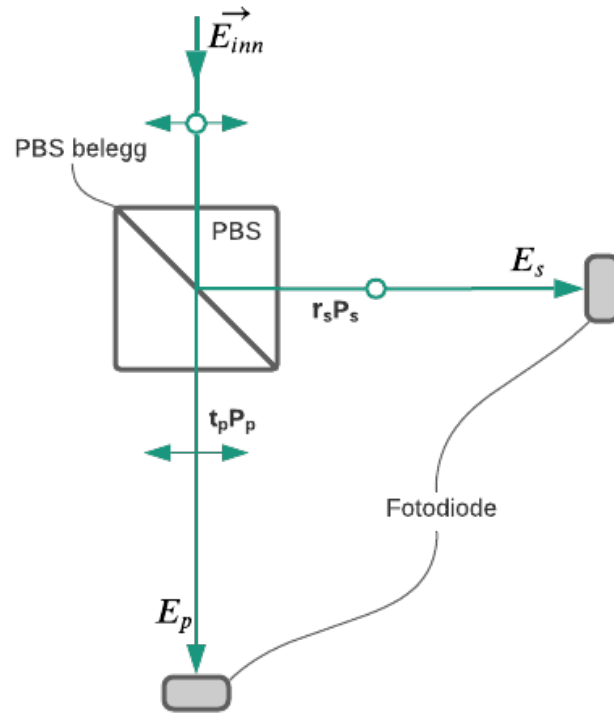
I vår realiseringen brukes $\lambda/8$ waveplate som er en relativ faseskifter med $2\gamma = \pi/4$

Dette gir $\gamma = \pi/8$ og vi får matrisen:

$$\frac{\lambda}{8} = \begin{bmatrix} e^{i\pi/8} & 0 \\ 0 & e^{-i\pi/8} \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

4.2 Polarisert beamsplitter

En polarisert beamsplitter (PBS) har et dielektrisk refleksivt belegg som har til hensikt å reflektere s-polarisert lys og sende gjennom p-polarisert lys. Faseforskyvningen ϕ_{PBS} i komponenten som oppstår kan sløyfes bort grunnet små verdier.



Matematisk metode

PBS likning med støy hvor r_s er reflektert s-polarisert lys, og t_p er overført p-polarisert lys, ϕ er faseforskyvning.

Figure 4.5: Skisse av laser-strålen gjennom en polarisert beamsplitter hvor den skilles ut i to forskjellige retninger og ut ifra polariserings tilstanden.

$$\vec{E}_{PBS} = \vec{E}_{inn} \begin{bmatrix} r_s e^{i\phi_{PBS}} & 0 \\ 0 & t_p e^{i\phi_{PBS}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_s E_{inn} e^{i(\omega t - kz + \phi_{PBS})} & 0 \\ 0 & t_p E_{inn} e^{i(\omega t - kz + \phi_{PBS})} \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

Hvor:

$$E_s = \vec{E}_{PBS} P_s = \vec{E}_{PBS} \begin{bmatrix} 1 & 0 \end{bmatrix} = r_s E_{BS} e^{i(\omega t - kz + \phi_{PBS})} \quad (4.5)$$

$$E_p = \vec{E}_{PBS} P_p = \vec{E}_{PBS} \begin{bmatrix} 0 & 1 \end{bmatrix} = t_p E_{BS} e^{i(\omega t - kz + \phi_{PBS})} \quad (4.6)$$

Thorlabs PBS: $r_s = 99.5\%$; $t_p = 90.1\%$

Ideell PBS: $r_s = 100\%$; $t_p = 100\%$; $\phi_{PBS} = 0$

4.3 Fotodioden

Fotodiode benyttes for å oppnå en digital måling av laseren gjennom systemet. Ved å benytte en fotodiode, kjent som foton-detektor, omgjøres mengden fotoner fra laser-strålen til elektrisitet. For å kunne realisere kvadratur-signal benyttes det i vårt system to fotodioder.

Matematisk metode

Fotodioden ble valgt ut fra bølgelengde-spekteret til laseren hvor typen fra [Thorlabs](#) produserer en strøm som er en funksjon av lysets styrke P og bølgelengde-responsen $R(\lambda)$. Responsen $R(\lambda)$ leses ut fra [rå-data tabellen](#) i databladet til å være 0.23 A/W ved bølgelengden 532nm . $P = 0.9\text{mW}$ ideelt, men vil reduseres ytterligere gjennom de forskjellige optiske komponentene i interferometeret. Med det tatt i betraktning beregnes strømmen til fotodiodene:

$$I_s = P_{ideell}(t_p \theta_{45} r_{BS} r_M t_{BS} r_s) R(\lambda) = 0.9\text{mW} (0.805 \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot 0.47 \cdot 0.97 \cdot 0.97 \cdot .0995) 0.23\text{A/W} = 51.84\mu\text{A} \quad (4.7)$$

$$I_p = P_{ideell}(t_p \theta_{45} t_{BS} r_M r_{BS} t_p) R(\lambda) = 0.9\text{mW} (0.805 \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot 0.97 \cdot 0.97 \cdot 0.47 \cdot .0901) 0.23\text{A/W} = 46.95\mu\text{A} \quad (4.8)$$

4.3.1 Transimpedans forsterker-krets

Fotodioden leverer en relativ lav elektrisk strøm, dette omgjøres til spenning ved hjelp av en transimpedans-forsterker der spenningen økes i forhold til størrelsen på R_f . R_f er valgt ut ifra spesifikasjonen til A/D-omformerens [10], som er benyttet til å omgjøre de analoge verdiene til digitale verdier fra det forsterkede signalet, hvor maks spenning ut er 5VDC. En tilbakekoblet kondensator C_f benyttes til å glatte ut støy på signalet.

Ved en $R_f = 10k\Omega$ får vi spenningene ut fra forsterker-kretsen:

$$V_s = I_s R_f = 51.84\mu A \cdot 10k\Omega = 0.518V \quad (4.9)$$

$$V_p = I_p R_f = 46.95\mu A \cdot 10k\Omega = 0.470V \quad (4.10)$$

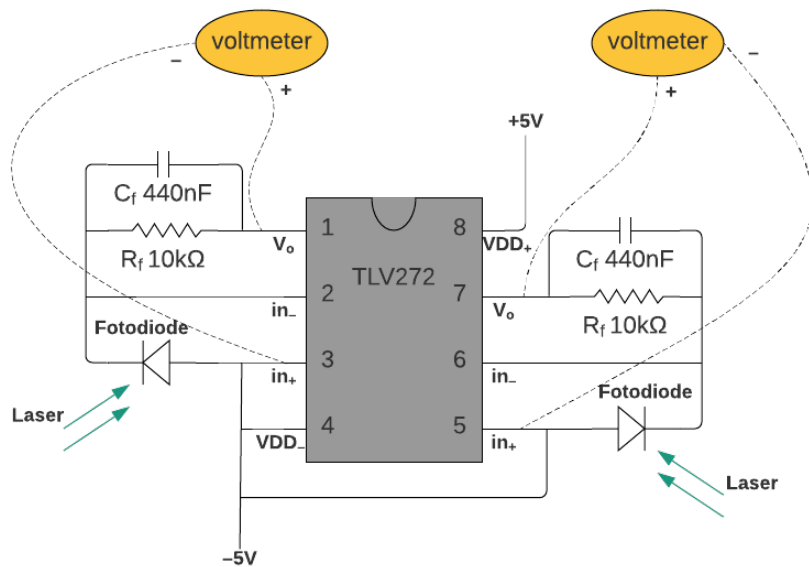


Figure 4.6: Koblingskjema av transimpedans forsterker kretsen benyttet, med en TLV272 operasjons forsterker fra [Texas Instruments](#).

Signalet fra transimpedans-forsterkerkretsen kan sees i figuren 4.7 under. Hvor signalene er sinuser pga. den termiske forflytning gjort på speilet, med og uten glatte kondensator C_f .

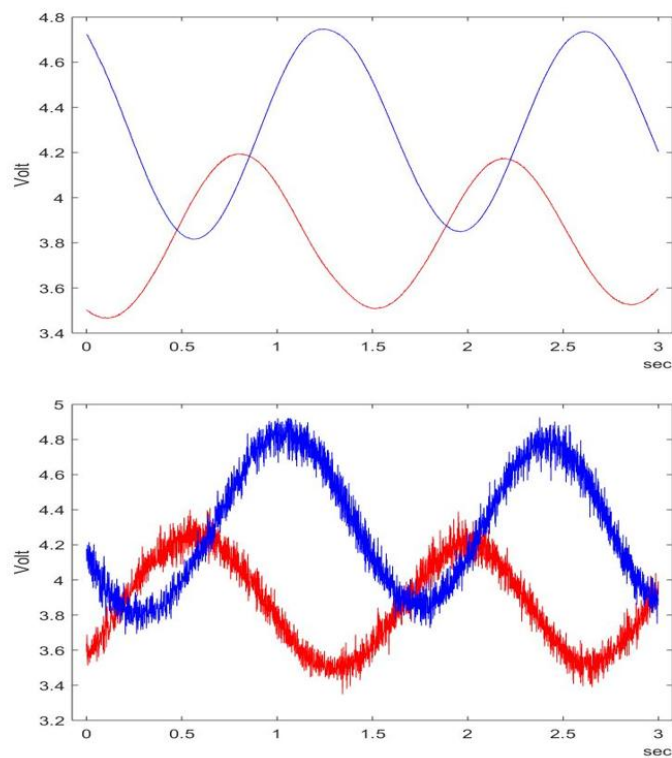


Figure 4.7: Øvre med- og nedre uten C_f . Merk: Resultat er fra tidligere forsterker krets med 100k forsterkning, noe som gir 0.3V i forskjell mellom signalene. Ved bedre interferens begynte A/D-omformerer å gå i metningsområdet på 5V, og en forsterkning på 10k ble valgt.

Fra ligningene 4.9 og 4.10 har vi med 10k i forsterkning et resultat på 0.03V, noe som er et forventet resultat iforhold til figur 4.7.

4.4 Den simulerte modellen

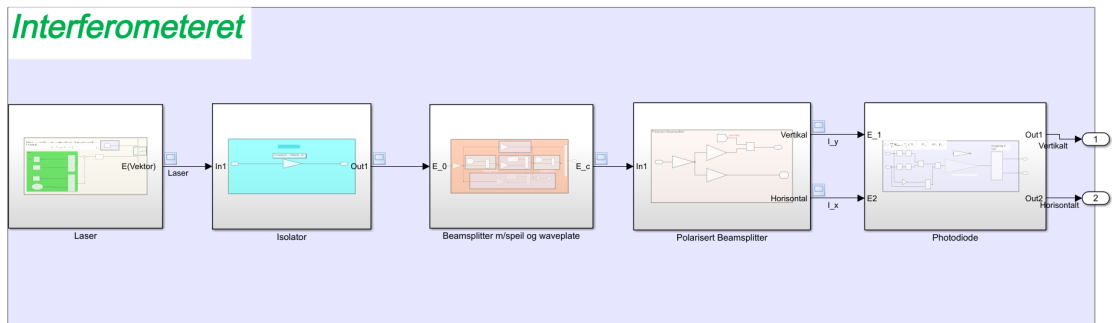


Figure 4.8: Interferometer i simulink

Den simulerte modellen er konstruert i Simulink med verdier fra workspace i Matlab. Modellen er satt sammen av de matematiske formelene for de forskjellige optiske delene. Her skal det vises en **ideell** simulering av systemet uten forstyrrelser.

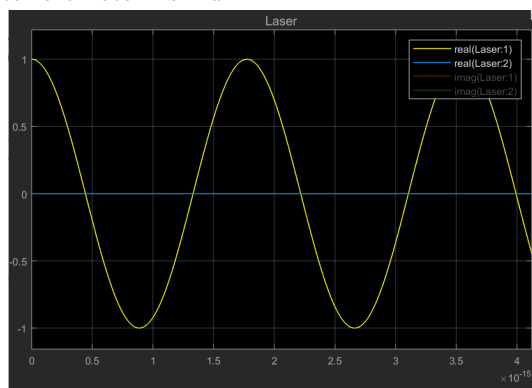
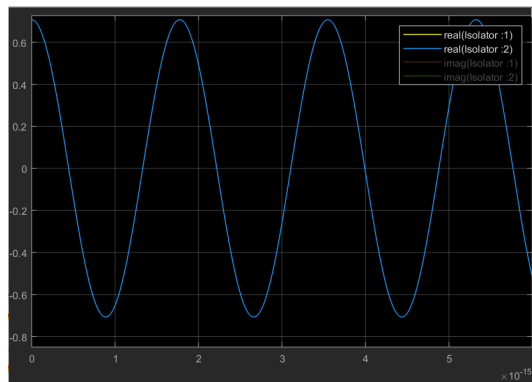


Figure 4.9: Signalet sendt ut fra laser-blokken

Laseren beskrives i modellen ut fra ligning 4.1 hvorav polariseringsfilter i vertikal akse gir ut signal kun i en akse. Signalet bygger på laseren fra Thorlabs, med bølgelengde på $532nm$. E_0 er i simuleringen satt til 1 for enkelhetens skyld.



Selv om isolatoren er utelatt fra den fysiske modellen ble dette tatt med i den simulerte modellen.

Figure 4.10: Signalet sendt ut fra isolator-blokken

Faraday isolator er bygget opp av 3 deler. Den består av et vertikalt polariseringsfilter, en Faraday-roterer med en rotasjons vinkel på 45° og et polariseringsfilter med 45° overføring.

Formelen for Faraday isolatoren er beskrevet slik :

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{(2)}} & 0 \\ \frac{-1}{\sqrt{(2)}} & 0 \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

Etter at signalet er sendt igjennom isolatoren er det altså blitt rotert slik at det også har verdier i horisontal akse. Resultatet av dette blir to signaler som ligger på hverandre slik som i figur 4.10.

Forflytning av speil i simuleringen

For å endre avstanden på det flyttbare speilet ble det som vist i figur 4.11 brukt en forsinkelse på 500. Denne flytter speilet ved gitt verdi hver 500 sampling. I dette eksempelet endres denne verdien speilet med $\frac{\pi}{128}$.

Antall samplinger beregnes ut fra formelen under

$$\frac{Timestep}{Sampletime} = \frac{2000e - 15}{0.05e - 16} = 400000 \text{ samplinger}$$

Derav kan man også se hvor mange ganger vi endrer speilet

$$\frac{\text{samplinger}}{\text{forsinkelsen}} \frac{400000}{500} = 800 \text{ speil-endringer}$$

Det kan også sees at det her har blitt regnet ut total forflytning på speilet, dette skal prøves å gjenskapes i slutten av simuleringen for å se at det stemmer. ΔL er altså lik $1.662e - 06$

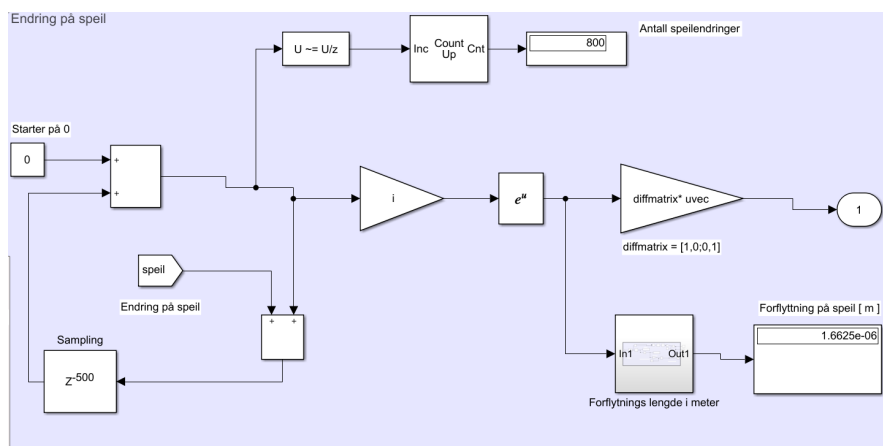


Figure 4.11: Blokk for det flyttbare speilet

Ved utgangen av "beamsplitter m/speil og waveplate-blokken" er systemet endret, WP vil endre fasen, og speilet vil ha flyttet seg mange ganger. For å vise systemet uten WP kan det sees i figur 4.12, hvor den venstre bildet viser systemet uten og det høyre med WP. Med systemet uten WP blir signalene fortsatt liggende oppå hverandre, mens med WP oppnås en fase endring på 90° .

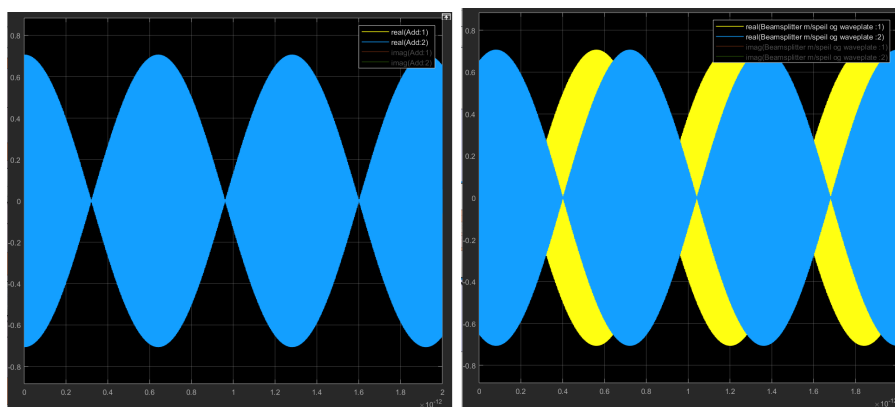


Figure 4.12: Signalet med (venstre) og uten WP (høyre)

Ved utgangen av PBS'en er signalene blitt plukket ut i vertikal og horisontal retning, og dette har gjort at signalet igjen har sunket litt i amplitude.

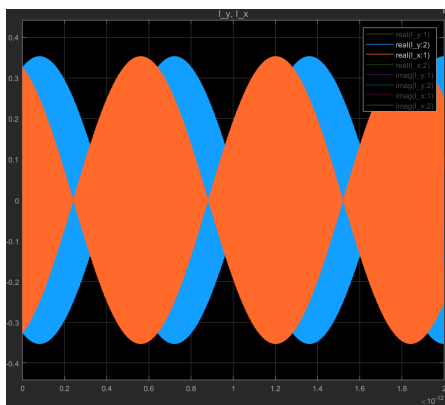


Figure 4.13: Signal ut fra PBS

Etter at irradiansen er regnet ut og gjort om til volt fåes følgende signal, og ved å plotte disse signalene opp imot hverandre blir resultatet en sirkel som vist i figuren 4.14.

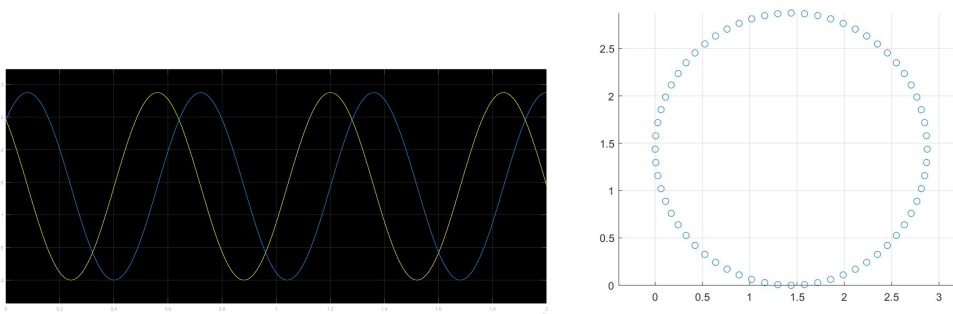


Figure 4.14: Signal ut fra forsterker hvor irradiansen er plottet.

4.4.1 Fringes

Ved å detektere antall ganger de to signalene (U_1 , U_2) krysser hverandre slik at de kansellerer hverandre ut, kan vi telle antall interferens-sirkler også kalt fringes. I den simulerte modellen ble signalet sendt gjennom en analog til digital omformer slik at de blir til to boolske signaler, deretter kjøres signalene gjennom en D-flip flop som vist i figur 4.15. D-flip flop vil kun sende ut signal når U_2 øker fra 0 til 1 med forutsetning at U_1 er lik 1. Telleren vil så telle antall ganger dette skjer. Dermed har vi klart å telle antall fringes i interferens mønsteret.

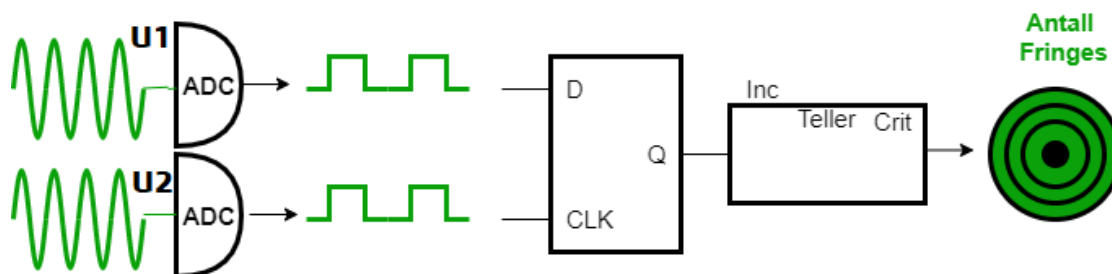


Figure 4.15: Beregning av fringes i Simulink

4.4.2 Beregning av forflytning

For å finne speilets forflytning ble det brukt en arctan funksjon for så å pakke den ut som vist i figur 4.16. For å kunne pakke den ut til en sti-

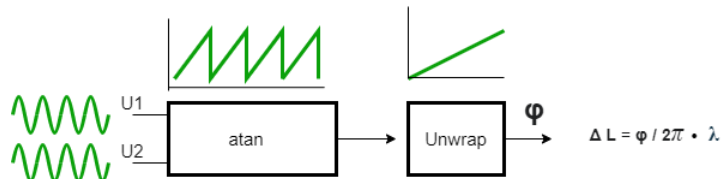


Figure 4.16: Utpakking av atan

gende linje trengs det et sagtann-signal. For å få et sagtannsignal må først signalet sentreres rundt origo, dette blir i senere deler av oppgaven utført vha Heydemann-metoden se kapittel 4.5. Etter utpakkingen har vi funnet ut hvor mye fasen har blitt flyttet, og kan da regne ut den totale lineare forflytning(ΔL) til speilet.

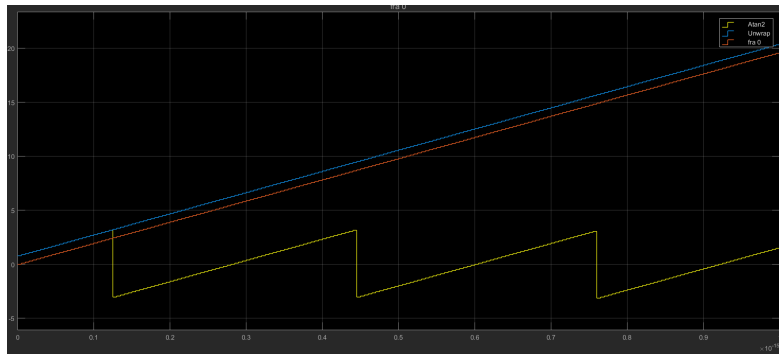


Figure 4.17: Utpakking av atan i simuleringen, hvor faseforflytningen(rød strek) beregnes

Fra simuleringen ser signalet ut som i figur 4.17, der den røde strekken viser den totale forflytningen av fasen som til slutt endte opp på 19.635. Dermed kan ΔL regnes ut fra formel 4.12 :

$$\Delta L = \frac{\phi}{2\pi} \cdot \lambda \quad (4.12)$$

$$\Delta L = \frac{19.635}{2\pi} 532nm = 1.6625$$

Dette er det samme tallet som vi har regnet ut tidligere fra figur 4.11. Dermed kan vi verifisere at det stemmer og vi har altså klart å regne ut den totale forflytningen av speilet igjennom systemet. Altså i den ideelle modellen uten støy eller andre faktorer som kan endre sluttresultatet, fåes det et resultat som er akkurat lik den totale forflytningen. For å vise dette er figur 4.18 lagt til, der kan det sees at systemet har klart å telle 3 fringes, som også bevises av XY-plottet. Der vises også $L_{total} = 1.663e-06$ (avrundet).

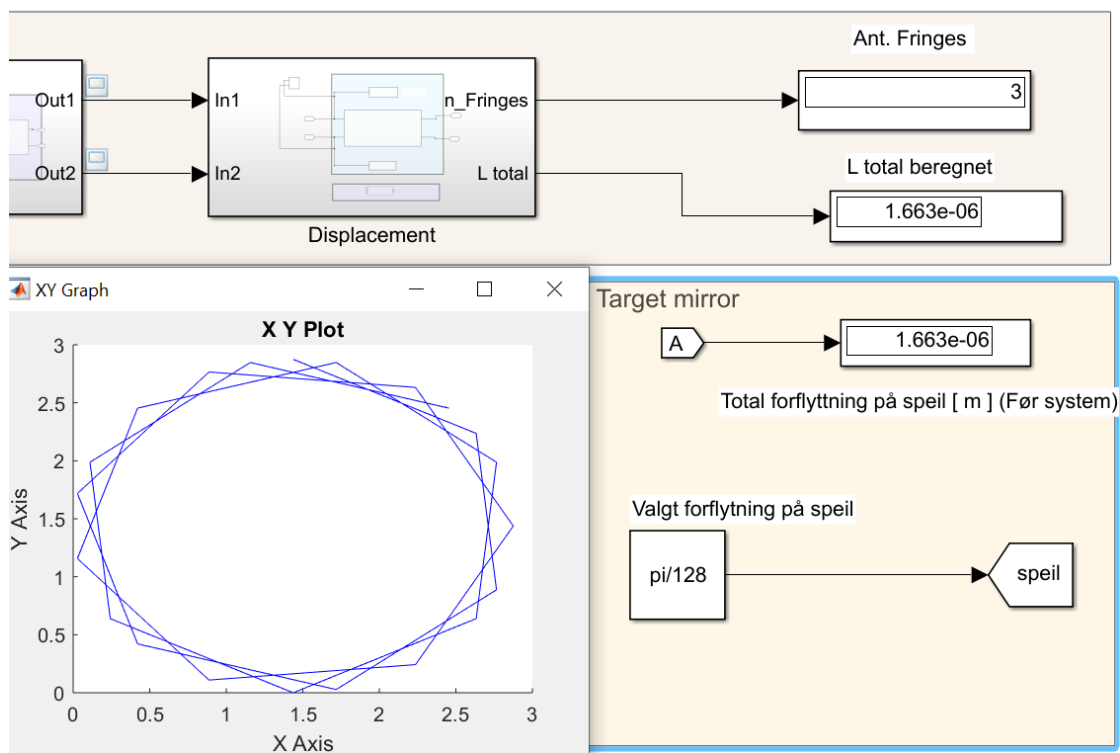


Figure 4.18: Den ideelle simuleringen, viser "Total forflytning på speil" som er hva resultatet skal bli. Og " ΔL " som er hva det ble beregnet til etter systemet

4.5 Heydemann-metoden

Alle interferometer med kvadratiske deteksjons-system har ofte felles feil. Kildene til disse feilene kan komme fra flere komponenter som også kan endres over tid grunnet drift og andre tidsmessige effekter.

De vanligste kildene til denne type feil er:

- Polariseringsfilter er feiljustert
- Ulike fotodiode-egenskaper
- Transimpedans-forsterkerfeil som forsterkning, støy, og drift.
- Ikke helt perfekt splitting av signal
- Forskyvning fra null

Heydemann-metoden er til for å redegjøre disse feilene.

En Lissajous-figur beskriver en kompleks harmonisk bevegelse. Faseforskjellene mellom signalene danner en Lissajous-figur alt etter hva slags fase-forskjell det er mellom signalene. Vi ser også på et 1:1 frekvens-forhold, der andre forhold lager andre mer kompliserte figurer enn de som vist i figur 4.20.

Det viser seg at ved å plote de kvadratiske utgangene fra foto-diodene i forhold til hverandre, dannes det en figur i form av en ellipse. Hvis signalene hadde vært perfekte uten disse forstyrrelsene (90° faseforskjell), hadde plottet vist en sirkel, noe som er ønsket. Dette kan gjøres ved en Heydemann-korreksjon.

Disse forstyrrelsene kan korrigeres ved å endre ellipsen med minste kvadrats metode og ved å tilføre en korreksjons-faktor på fotodiodene. Hvis dette ikke gjøres vil det føre til forstyrrelser på nanometere til flere ti-talls nanometer.

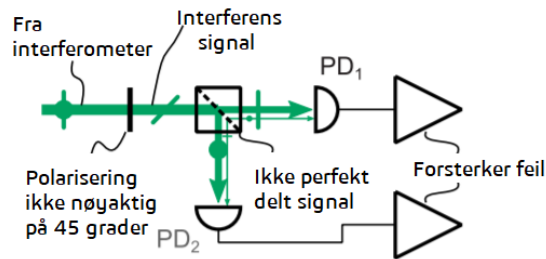


Figure 4.19: Kilder til feil. (Bildet er hentet fra [7] men modifisert).

	1:1
0°	
45°	
90°	
135°	
180°	

Figure 4.20: Lissajous-figur med frekvens-forhold 1:1. (Bildet fra [11])

Matematisk metode

Et kvadraturisk signal kan skrives som :

$$u_1^f = p + \alpha_1 \cos(\phi_1) \quad (4.13)$$

$$u_2^f = q + \beta_1 \sin(\phi_1 + \phi_0) \quad (4.14)$$

Hvor forholdet mellom α_1 og β_1 er kanalenes amplitude

Fra Heydemann [12] kan den forskyvende ellipsen (u_1^f, u_2^f) beskrives matematisk slik:

$$u_1^f = u_1 + p \quad (4.15)$$

$$u_2^f = \frac{1}{r} \cdot (u_2 \cos(\alpha) - u_1 \sin(\alpha)) + q \quad (4.16)$$

Hvor :

ϕ = Fasen

p og q = Forskyvning i cos- og sin kanalene

r = kanalenes amplitude forhold

$-\pi/2 < \phi_0 < \pi/2$ = Faseforskyvningen

Hvis en kan anta at p, q, r og α er de eneste signifikante feilbidragene. Kan vi ved et sett av data for u_1^f og u_2^f , beregne de 4 feilbidrag-begrepene. Variablene er i sin tur gitt av en minste kvadrats tilpasning av ligning:

$$Au_1^{f2} + Bu_2^{f2} + Cu_1^f u_2^f + Du_1^f + Eu_2^f = 1 \quad (4.17)$$

Der dataene gir matrisen:

$$\begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \end{bmatrix} = (U^T U)^{-1} U^T \mathbf{1} \quad (4.18)$$

Hvor $\mathbf{1}$ er en vector med bare 1'ere av samme størrelse som u_1^f . Der matrisen U er gitt ved:

$$U = [(u_1^f)^2 \quad (u_2^f)^2 \quad u_1^f u_2^f \quad u_1^f \quad u_2^f] \quad (4.19)$$

Ved hjelp av matrisen kan vi finnes parameterne ved ligningene:

$$\alpha = \arcsin(|C|)(4AB)^{-1/2} \quad (4.20)$$

$$r = \sqrt{\frac{B}{A}} \quad (4.21)$$

$$p = \frac{2DB - EC}{C^2 - 4AB} \quad (4.22)$$

$$q = \frac{2AE - DC}{C^2 - 4AB} \quad (4.23)$$

Merk at absoluttverdien av C er brukt i ligning 4.20, uten $|C|$ vil ellipsen strekkes i motsatt retning av en sirkel. Etter å ha funnet feilbidrag-parameterne α , r , p , q kan disse settes inn i ligning 4.16. Ved å snu denne ligningen finner vi u_1 og u_2 og metoden er gjennomført.

$$u_1 = u_1^f - p \quad (4.24)$$

$$u_2 = \frac{1}{\cos\alpha}(u_1^f - p) \sin(\alpha) + r(u_2^f - q) \quad (4.25)$$

Et eksempel av gjennomføringen vises i neste kapittel der figur 4.24 viser ellipsen før og etter korreksjonen.

4.5.1 Den Simulerte modellen med støy

I den simulerte modellen skal det legges til forstyrrelser og ved å plote U1 og U2 vil de altså ikke lenger være en sirkel, men en ellipse. Deretter skal det gjøres en Heydemann-korreksjon for å så regne ut ΔL

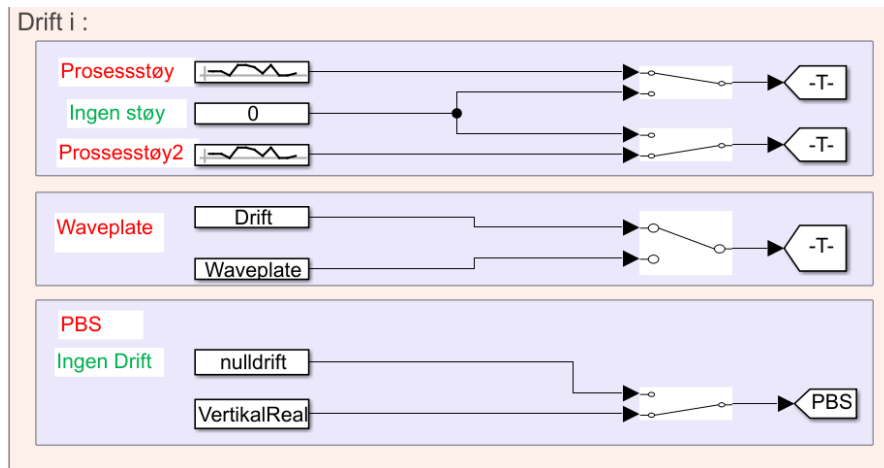


Figure 4.21: Forstyrrelser legges til i simuleringen

Forstyrrelsene som legges til er i vist i figur 4.21 der **PBS** polariserer signalet ideelt med 100% i hver retning, men det er ikke tilfelle i virkeligheten. I [Thorlabs PBS](#) er det en feil-margin på 0.9 i p-polarisasjonen, men for å vise en stor feilmargin ble denne satt til 0.75.

Det vil også være en feilmargin i kvadratur-signalet altså **Fasen**. Fasen vil heller ikke være nøyaktig 90° fase-forskøvet, derfor har det blitt lagt til en drift på fasen og for at det skulle bli en tydelig ellipse ble det valgt en konstant på 0.8.

Prosess-støy er blitt satt som øvrige feilbidrag i hver av kanalene, disse er antatt å være normalfordelte med gjennomsnitt rundt null, men med en varians på 0.002. For at de to ikke skulle være like ble Seed (Hvor det tilfeldige feilbidraget starter) satt til 1 på den ene og 0 på den andre. Dermed ble det to forskjellige tilfeldige støykilder.

- PBS drift = 0.75
- Fase = 0.8
- Prosessstøy gjennomsnitt = 0
- $\sigma = 0.002$

Legges det til denne støyen i simuleringen fåes det følgende irradiansen som i figur 4.22.

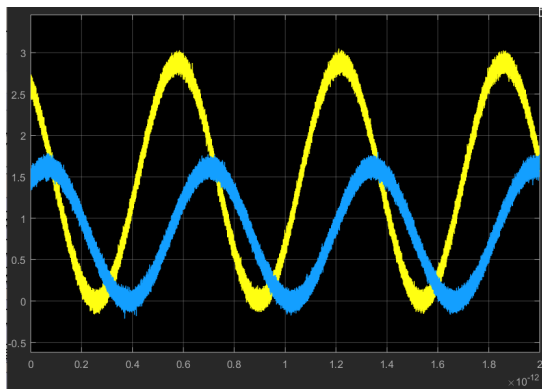


Figure 4.22: Irradiansen med tilført støy

Sammenlignes denne med den tidligere irradiansen fra det ideelle systemet (se figur 4.14), kan det sees at

amplitudene nå er forskjellige, faseforskjellene er endret fra 159fs til 193fs (femtosekund $\times 10^{-15}$), og støy har forekommet.

I figur 4.25 vises det resultater av de ulike ellipsene som fåes etterhvert som vi legger til hver av de forskjellig støykildene.

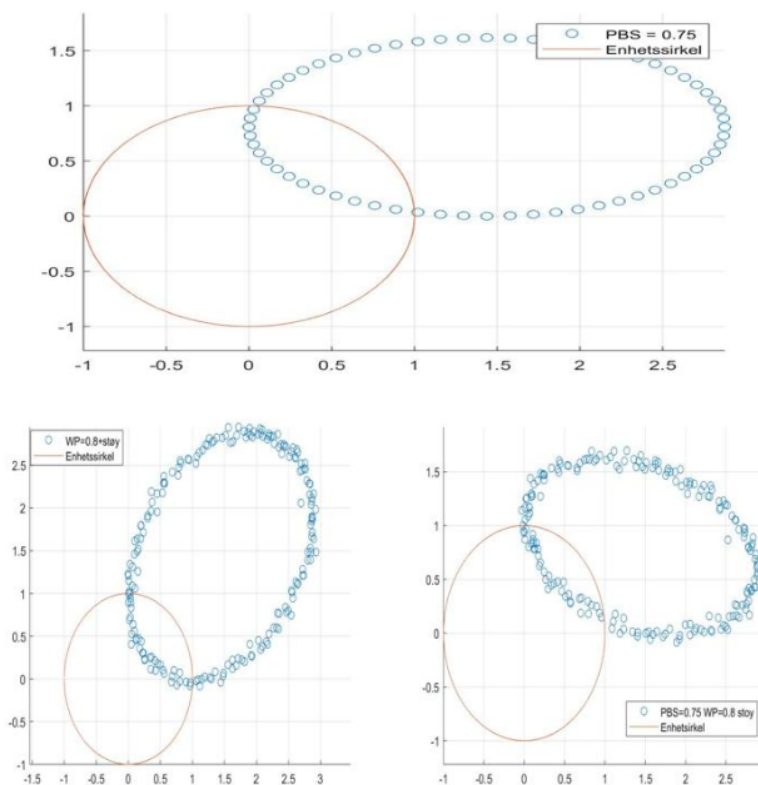


Figure 4.23: De forskjellige ellipsene med tilført støy

I figur 4.25 hvor figuren nederst til høyre viser ellipsen med alt påsatt støy. Ved å ta en Heydemann-korreksjon på denne skal ellipsen altså bli til en sirkel og flytte seg rundt enhets sirkelen. I simuleringen fra Simulink blir verdiene videresendt til workspace i Matlab.

Ved å kjøre koden

”Heydemann korreksjon” [1]

fåes resultatet av korreksjonen 4.24.

(Figuren er ganget med en konstant for å få den rundt enhets sirkelen)

Etter Heydemann korreksjonen kan vi finne ΔL ,

dette gjøres ved en ny

simulering i Simulink som tidligere vist i kapittel 4.4.2

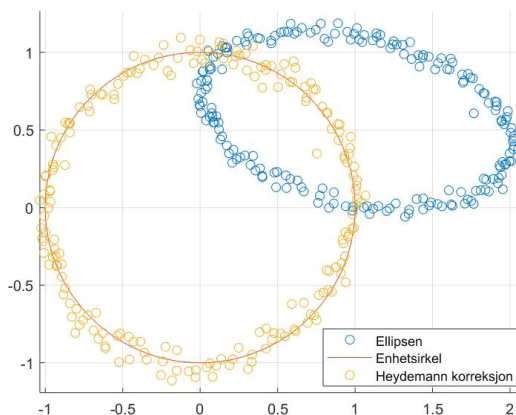


Figure 4.24: Den simulerte heydemann-korreksjonen

Ved å plote atan-funksjonen før (rettet opp rundt origo) og etter Heydemann sees det hvorfor det er nødvendig med en korreksjon da avviket på lengden blir nokså stor. Heydemann retter opp svingningene i arctan-funksjonen og det fåes da en mer nøyaktig måling.

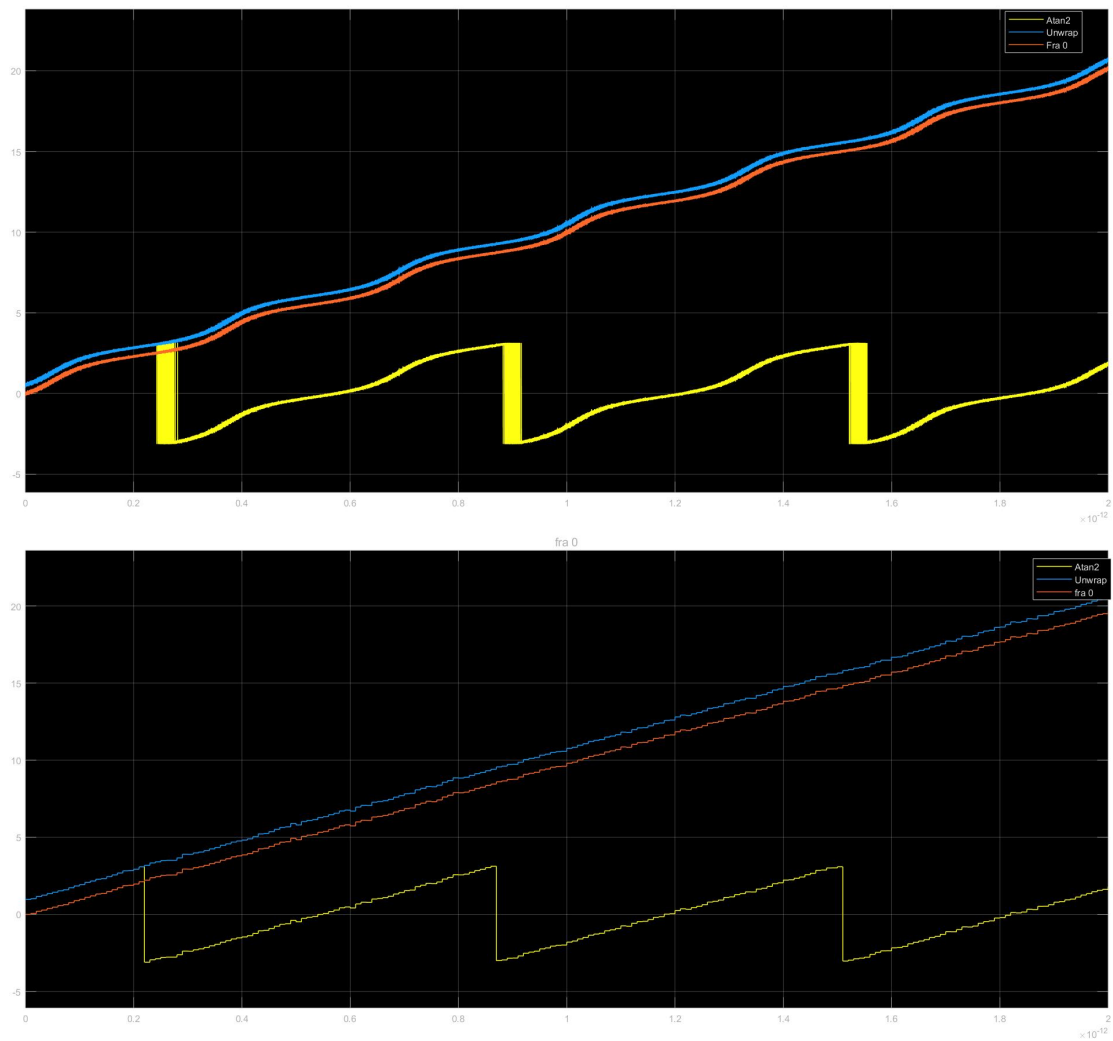


Figure 4.25: Atan med og uten korreksjonen

Før korreksjonen var lengden på fase-forflytningen lik 20.2 og ΔL ble beregnet fra formel 4.12 til $1.712\mu m$. Etter korreksjonen var lengden på fase-forflytningen 19.66 og ΔL ble da $1.6646\mu m$ som er 2nm unna faktisk forflytning fra den ideelle simulering vist i figur 4.18.

Korreksjonen var på hele 47nm, dermed kan det sees at det er gjort en forbedring i nøyaktigheten i målingen ved hjelp av en Heydemann-korreksjon.

5 Den virkelige modellen

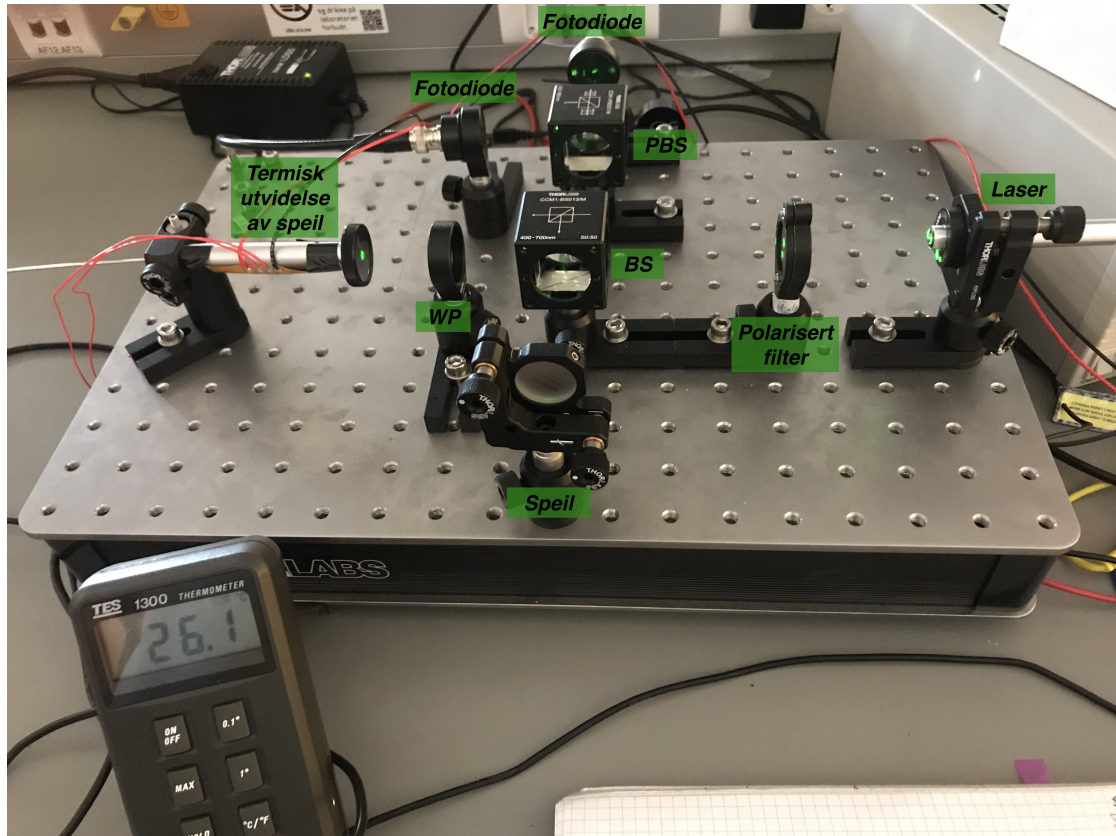


Figure 5.1: Interferometer rigg

Signalet som oppstår etter systemet skal måtte hentes raskt nok inn for at det skal detekteres med et bra resultat. A/D-omformerer nevnt i kapittel 4.3.1 ble brukt for å fange opp signalet etter transimpedans-forsterkeren. Matlab-applikasjonen "Analog input recorder" ble brukt til å modellere de digitale verdiene, og taste signalet raskt nok til å detektere irradiansen. For å kunne vite hvor langt speilet er blitt flyttet og med ca lik lengde per forflytning ble det brukt en aluminium-stang med et varme-element. Deretter ble signalet samlet fra forskjellige endringer på temp-verdier. Det ble samlet målinger ved 5°C differanse.

Termisk forflytning av speil

For å oppnå en mer stabil forflytning av speilet, som gjenspeiles i sinus signalet ut fra forsterker kretsen, ble det benyttet termisk ekspansjon av en aluminiumstang. Dette ble nødvendig da det ble for ustabil å gjøre for hånd. Aluminiumstangen er påsatt et varmeelement som ved å tilføye spenning vil oppvarme stangen. Forflyttelsen av speilet kalkuleres slik:

$$L = L_0 e^{\alpha \Delta T} \quad (5.1)$$

Der aluminiumstangens referanse lengde $L_0 = 0.09m$ og utvidelses koeffisient for aluminium $\alpha = 2.31$.

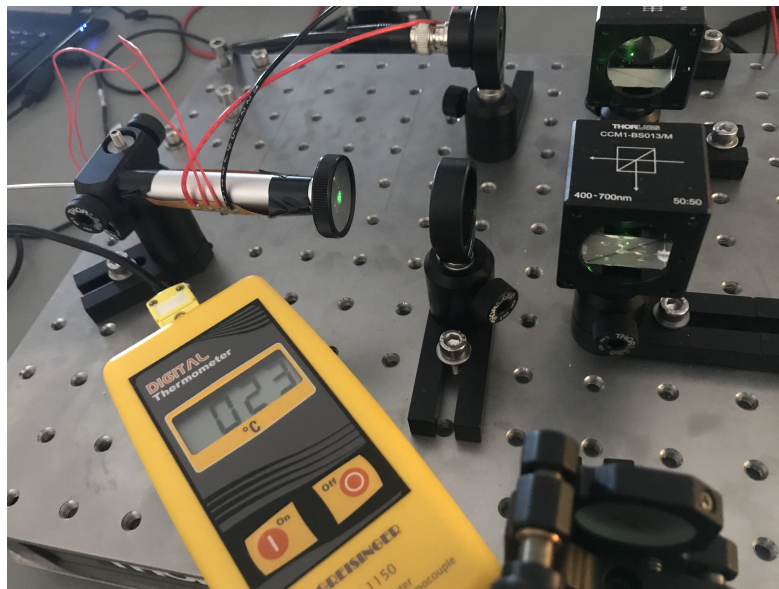


Figure 5.2: Termisk ekspansjons av aluminiums stang vha. varme element og termometer.

Distansen som aluminiumstangen teoretisk forflytter seg kan beregnes fra følgende formel.

$$\Delta L = \alpha L_0 \Delta T \quad \Delta L = \text{Speilets forflytning} \quad (5.2)$$

α = Ekspansjons koeffisient

L_0 = Start lengde på stangen

ΔT = Temperatur differanse

Ved $\Delta T = 5^\circ \text{C}$ blir forflytningen på:

$$\Delta L = 2.31 \cdot 10^{-5} \cdot 0.09\text{m} \cdot 5^\circ\text{C} = 10.395\mu\text{m} \quad (5.3)$$

Da har vi et utgangspunkt som vi skal se om vi klarer å beregne ut ifra vårt system.

Ved å starte opptaket av programmet i det tidspunktet temperaturen $T = 23^\circ\text{C}$, for så og stoppe det ved $T = 28^\circ\text{C}$ ble følgende irradians observert.

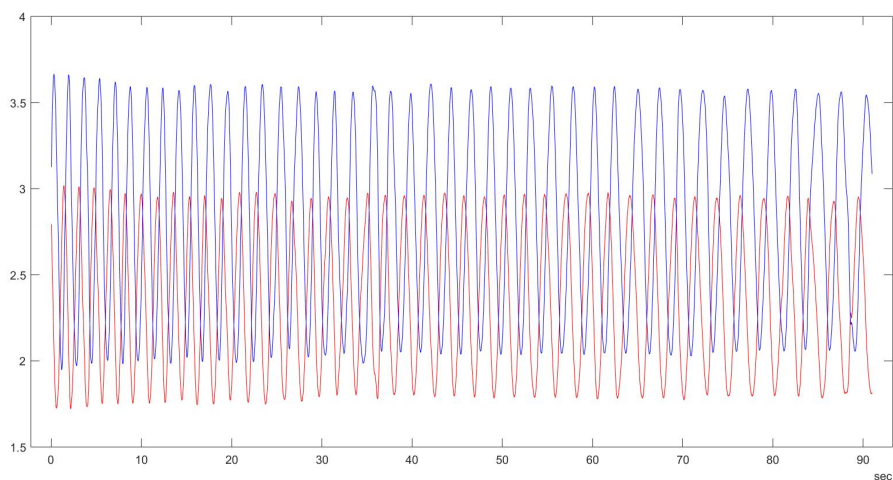


Figure 5.3: Irradiansen ved 23-28°C

Ved da å plotte signalet og utføre en Heydemann-korreksjon fås følgende resultat.

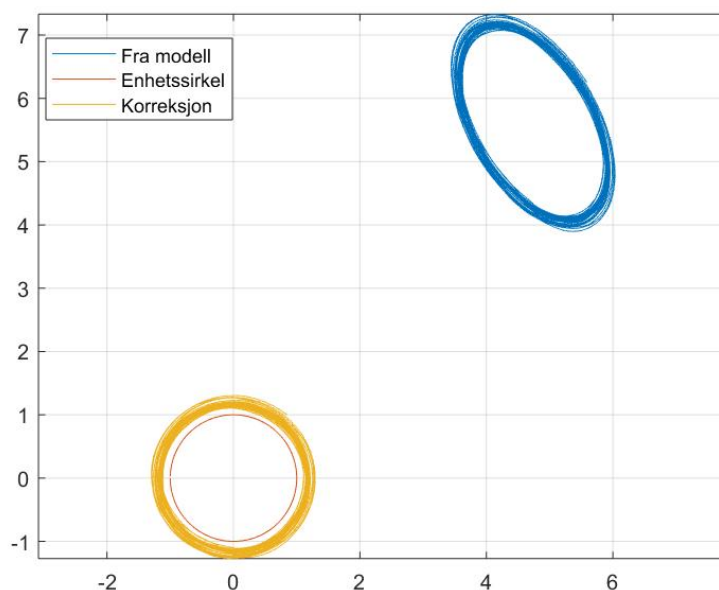


Figure 5.4: Heydemann-korreksjon av den reelle modellen ved $\Delta T = 5^\circ\text{C}$

Ved da å kjøre resultatet i Simulink beregnes ΔL til $11.275\mu\text{m}$.

Dette er $0.88\mu\text{m}$ (8%) forskjellig fra den beregnede verdien, dette forårsakes av tidsforsinkelsen fra temperaturføleren og det at programmet startes for hånd ved overgangen fra temperaturendringen $22\text{-}23^\circ\text{C}$ og stoppes ved $27\text{-}28^\circ\text{C}$. Grunnet feilmargin tas det flere målinger ved forskjellige temperatur forskjeller.

Forsøkene ble målt ved temperaturer fra $24\text{-}29^\circ\text{C}$ og ved $29\text{-}34^\circ\text{C}$.

Måling1	Fra 24-29 Grader			
Delta T	Delta L	Beregnet alfa 1 til 5 grader	Feilmargin	Feilmargin i prosent
1	2,25E-06	2,08E-06	1,70E-07	8 %
2	4,62E-06	4,16E-06	-4,16E-06	11 %
3	7,00E-06	6,24E-06	-6,24E-06	12 %
4	9,10E-06	8,32E-06	-8,32E-06	9 %
5	1,11E-05	1,04E-05	-1,04E-05	6 %
Gjennomsnit	6,80E-06	6,24E-06		9 %

Figure 5.5: Resultater fra $24\text{-}29^\circ\text{C}$ ved termisk ekspansjon

Figur 5.5 viser 5 målinger ved temperaturen fra 24°C til 29°C Der ” Delta L” er ΔL beregnet etter Heydemann-korreksjon av resultatene som systemet ga.

”Beregnet alfa” er forflytningen på aluminium-stangen beregnet ut fra formel 5.1 ved gitt ”Delta T”.

Figur 5.6 viser 5 nye resultater tatt fra 29°C til 34 °C.

Maling2	Fra 29-34 grader				
Delta T	Delta L_2	Beregnet alfa 1 til 5 grader	Feilmargin	Feilmargin i prosent	
1	2,22E-06	2,08E-06	1,41E-07	7 %	
2	4,44E-06	4,16E-06	2,75E-07	7 %	
3	6,75E-06	6,24E-06	5,09E-07	8 %	
4	9,15E-06	8,32E-06	8,28E-07	10 %	
5	1,08E-05	1,04E-05	3,92E-07	4 %	
Gjennomsnitt	6,67E-06	6,24E-06		7 %	

Figure 5.6: Resultater fra 29-34°C ved termisk ekspansjon

Ved å plote resultatene opp i mot den ideale forflytningen kan det sees at ved økt temperaturforskjeller øker den totale forflytningen.

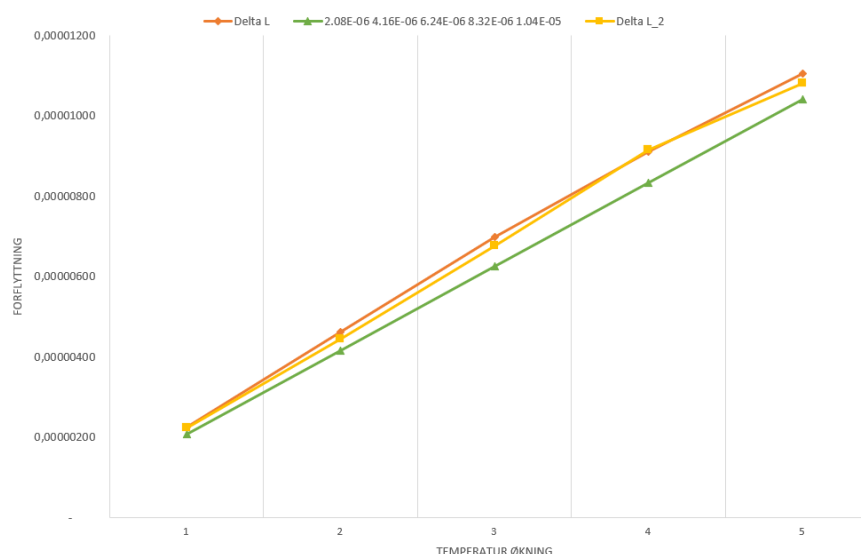


Figure 5.7: Resultater av virkelig mot beregnet, Der oransje og gul strek er Måling 1 og 2, og Grønn strek er alfa Beregnet

Feilmargin

Det legges også merke til at det er en viss feilmargin i målingene fra ideelle verdier opp imot 9%. Dette kan blant annet forårsakes av at aluminiums-koeffisienten ikke nødvendigvis ligger på $2.31e-5$ da det er forskjell på typer aluminium. Derfor hadde det vært interessant å hatt en nøyaktig verdi som man skulle kommet frem til og ikke en som bærer preg av usikkerhet. Det kan også være at oppvarmingen av stangen vil være ujevn, ettersom varmeelementet ligger på undersiden. Det mest ideelle ville vært om oppvarmingen hadde ligger rundt hele stangen, og kanskje også vært isolert. Aluminium-stangen vil kanskje bøye seg mer mot den ene siden eller nedover grunnet at varmeelementet ligger på undersiden.

Dette kan sees ved oppvarming over lange temperaturrendringer, der amplituden øker over tid. Dette vises også i plott 5.8 der målingene er tatt over et ΔT på 10°C . Det kan også sees i denne figuren at jo lenger tid som går jo nærmere kommer vi senter av forstyrrelsesmønsteret. I de målingene som er oppgitt i figur 5.5 og 5.6 ble målingen utført fra senter av forstyrrelsesmønsteret.

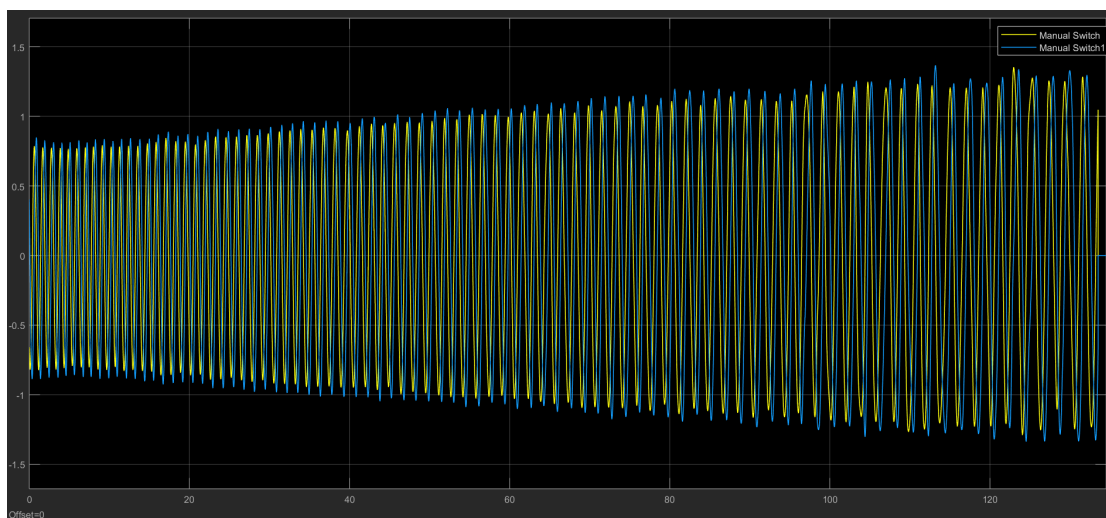


Figure 5.8: Feilmargin over tid

En annen grunn til feilmargin er kompenseringen for isolatoren som nevnt i kapittel 4. Der laseren er blitt forskyvet litt til siden for å unngå refleksjonen tilbake til laseren. Ved å forskyve laseren litt til siden, vil det ved en forflytning på speilet endre vinkelen på strålen som går tilbake igjen til BS litt etter litt som igjen fører til en feilmargin.

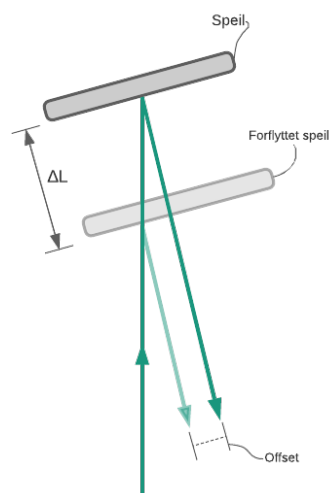


Figure 5.9: Feilmargin ved forskyvning av laser

Laseren kan også være en feilmargin. Som nevnt i kapittel om Laser 3.2 er det oppgitt fra Thorlabs [13]

at denne er på 532nm, men den kan avvike fra dette reelt. I eksperimentet om bestemmelse av bølgelengden fra Thorlabs eksperimenter [5], ble det utført en sjekk på bølgelengden. Der fåes den en feilmargin på omlag 5% på bølgelengden, det skal nevnes at dette er ved å telle antall fringes med det blotte øyet, og at nøyaktigheten på laseren er begrenset til noen få prosent. Det mest ideelle her var om det hadde blitt brukt en mer stabil laser som f.eks en HeNe Laser.

Andre typer støy kan også være vibrasjoner på riggen, dører som lukkes, eller at noen går i rommet og dette kan påvirke signalet. Selv luftstrømninger kan være en faktor, men også ikke perfekte lysforhold, samt at målingene våre er tatt over ganske lange tider, som også kan være en faktor.

Gitt feilbidragene ovenfor, og det faktum at det fåes en feilmargin med gjennomsnitt på 8% kan vi konkludere med at resultatet av målt forflytning på speil er tilfredsstillt. Men med ekstra finjusteringer kunne det ha blitt oppnådd litt bedre resultater enn det vi kom frem til med tiden vi hadde til disposisjon.

6 Konklusjoner

Vi kan konkludere slik etter forskningen vi har utført:

- Forstått grunnleggende optikk, lært om de forskjellige komponentene og deres spesifikasjoner, samt lært å bruke laser interferometri til å måle distanse.
- Forstått og gjennomført Heydemann-korreksjoner.
- Utført eksperimenter og samlet data for å sammenligne optisk rigg og simulert modell,

Forbedringer gjelder stort sett større presisjon i utstyret som er brukt, noe som betyr at prisen til utstyret mangedobles fra det som er benyttet i denne oppgaven.

Muligheter for forbedring:

- Benytte en faraday-isolator for å blant annet unngå reflektert støy.
- Bedre justerings/tilpasnings muligheter på optisk utstyr for bedre presisjon.
- Sette opp rigg i miljø med mindre lys, temperatur variasjoner, vibrasjoner og andre støy kilder.
- Ved raskere distanse målinger burde A/D-omformerer og operasjons-forsterker skiftes ut da disse vil være ansett som for trege.
- En mer presis måte å forflytte speil på. F.eks. ved termisk utvidelse kunne det blitt benyttet en jevnere oppvarming av gjenstanden samt større nøyaktig utvidelses-koeffisient.

Michelsons homodyne interferometer kan måle distanser med høy presisjon og med høy oppløsning, hvor vi er kommet veldig nære det faktiske resultatet. Det kan sies at ved forflytning av speilet ved hjelp av termisk oppvarming av en aluminium-stang, muligens også har fått et usikkert mål å treffe, da koeffisient til aluminiumet ikke nødvendigvis er lik referanseverdien på $2.31e-5$. Heydemann-metoden retter opp ellipsen slik at feilmarginen ikke blir enda større. Ved vårt beste resultat, som vil være $\Delta T = 5$ ved måling 2 (se figur5.6), er vi 4% unna helt korrekt resultat, dette tilsvarer et avvik på 392nm som er ganske upresist til interferometri å være. Ved simulering av det ideelle systemet fås akkurat riktig resultat, mens der støy er tilført samt Heydemann-korreksjon fås det kun et avvik på 2nm.

Oppsummert kan det sies at grunnet feilbidrag fra systemet som upresis optikk, feilinnstillinger av optikk og en koeffisient som ikke er helt til å stole på, at målingene som er utført kan tilfredstille det ønskede resultatet. Vil også anta at ved mer tid til finjusteringer også ville fått bedre resultater litt etter litt. Det bør nevnes at resultatet kan forbedres ved bruk av andre metoder som ved å tilføye et partikkel filter e.l, [14], eller Kalman filter som Eivind skal se nærmere på og at dette hadde vært spennende å undersøke for å se hvor mye nærmere man faktisk kom til det endelig resultatet.

References

- [1] NASA, “Interferometry,” collected 12.5.2021
. [Online]. Available: <https://nisar.jpl.nasa.gov/mission/get-to-know-sar/interferometry/>
- [2] C. I. of Technology (Caltech), “The michelson-morley experiment,” collected 21.3.2021
. [Online]. Available: <https://www.imdb.com/title/tt1607487/>
- [3] A. .A.Michelson and E. W. Morley, “On the Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether,” *American Journal of science*, no. XXXIV, pp. 333–345, 1887.
- [4] E. Hecht, *Optics*, 3rd ed. Reading, Massachusetts: Addison-wesley, 1998, ch. 1 , 8.12.
- [5] Thorlabs, “Thorlabs eksperimenter,” collected 11.5.2021
. [Online]. Available: https://www.thorlabs.com/_SD-Popup.cfm?partnumber=EDU-MINT2
- [6] E. Hecht, *Optics*, 3rd ed. Reading, Massachusetts: Addison-wesley, 1998, ch. 9.1, Hentet Bilde.
- [7] J. D.Ellis, *Displacement Measuring Interferometry*. Bellingham, Washington: SPIE, 2014, p. 49. 82.
- [8] E. Optics, “Introduction to polarization,” collected 08.04.2021
. [Online]. Available: <https://www.edmundoptics.com/knowledge-center/application-notes/optics/introduction-to-polarization/>
- [9] A. A. Eielsen, “Notes on displacement interferometry,” 02 2018, collected 10.2.2021
.
- [10] N. Instruments, “A/d-omformer, usb-6001,” collected 08.05.2021
. [Online]. Available: <https://www.ni.com/documentation/en/multifunction-io-device/latest/usb-6001/overview/>
- [11] “Lexikon der physik,” collected 08.05.2021
. [Online]. Available: <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/lissajous-figuren/9114>
- [12] P. L. M. Heydemann, “Determination and correction of quadrature fringe measurement errors in interferometers,” 1981.

- [13] Thorlabs, “Laser,” collected 21.3.2021
. [Online]. Available: https://www.thorlabs.com/_sd.cfm?fileName=QTN004783-S01.pdf&partNumber=CPS532-C2
- [14] P. Ersbo, “Displacement estimation for homodyne michelson interferometers based on particle filtering,” 06 2018, collected 13.05.2021
.

Table 6.1: Materiell- og utstyrsliste

Navn	Beskrivelse	Materiell nr	Antall
Michelson Interferometer Education kit	Metrisk	EDU-MINT2/M	1stk
Polariserings filter		SHP1025	2stk
Waveplate	$\frac{\lambda}{8}$, 550-750nm	N/A	1stk
Polarisert Beamsplitter		CCM1-PBS251/M	1stk
Fotodiode	Anode jordet	SM1PD1B	2stk
Operasjons forsterker		TLV272	1stk
Motstand	10k Ω		2stk
Kondensator	440nF		2stk
A/D-omformer		USB-6001	1stk
Oscilloskop		MSO-X 3012A	1stk
Signal generator		PL303QMD-P	1stk

7 P1 Matlab koder

Listing 1: MatLab kode Heydemann,

```
1 u1 = U1.Data() ; %%% Henter data fra Simulink
2 u2 = U2.Data() ;
3 figure
4 scatter(u1,u2) %%% Plotter Irradianses som en Ellipse
5 axis equal
6 grid on
7 hold on
8 %%% Lager Unit cirkel
9     n = 256;
10    dPhi = 2*pi/n;
11    phi = (-pi:dPhi:pi-dPhi);
12    z = exp(1j*phi);
13    plot(z);
14 %%% Heydemann
15 Y = [u1.^2, u2.^2, u1.*u2, u1, u2];
16
17 ABCDE = (inv(Y'*Y)*Y'*ones(length(u1),1));
18 A = ABCDE(1);
19 B = ABCDE(2);
20 C = ABCDE(3);
21 D = ABCDE(4);
22 E = ABCDE(5);
23
24 alpha = (asin(abs(C))*(4*A*B)^(-1/2));
25 r = sqrt(B/A);
26 p = (2*B*D-E*C)/(C^2-4*A*B);
27 q = (2*A*E-D*C)/(C^2-4*A*B);
28
29 u1_corr = u1-p;
30 u2_corr = ((u1-p)*sin(alpha)+r*(u2-q))/cos(alpha);
31 scatter(u1_corr , u2_corr )
```