

Rapport Øvelse 9

Optikk

MARTIN SORIA RØVANG

SAMMEN MED: MAGNUS STØRDAL OG SIGURD NESE

Universitetet i Tromsø *

19. april 2018

Sammendrag

I dette eksperimentet ser man på diverse optiske instrumenter og hvordan lys oppfører seg. I forsøket ble fokallengden beregnet ved å bruke distanse mellom linse, objekt og skjerm. Resultat var på $f_{best} = (14.9 \pm 0.1)\text{cm}$, med usikkerheten er dette innenfor fokallengden som er oppgitt fra produsent. Fokallengden ble også beregnet med teipt i midten av linsen og på ytterkantene.

Polariseringen for en laserpenn og synlig lys ble testet. Polariseringen til en laserpenn hadde maksimum var ved 60° og minimum ved -28° så den er polarisert. Da man testet med en lampe ble det ikke funnet en vinkel som senket styrken på lyset, og derfor upolarisert lys. Ved bruk av diffraksjonsgitter med 7500 linjer/inch og en helium-neon laser ble bølgelengden funnet til

$$\lambda_{best} = (633 \pm 1)\text{nm}$$

Resultatet for diffraksjonseksperimentet med synlig lys med gitteravstand på 15000 lines/inch ble på,

$$\lambda_r = (663 \pm 54)\text{nm}$$

$$\lambda_b = (445 \pm 57)\text{nm}$$

Det synlige spekteret er fra 380 nm til 750 nm, der det blå spekteret starter på 450 nm.

Kommentarer:

.*

1 Formål

Eksperimentet skal gi første erfaring i å bruke noen enkle optiske komponenter og et par optiske instrumenter. Det blir vist hvordan enkle optiske komponenter kan analyseres og hvordan linser fungerer. Eksperimentet skal også gi en forståelse for polarisasjon og de spektrale egenskapene.

2 Teori og definisjoner

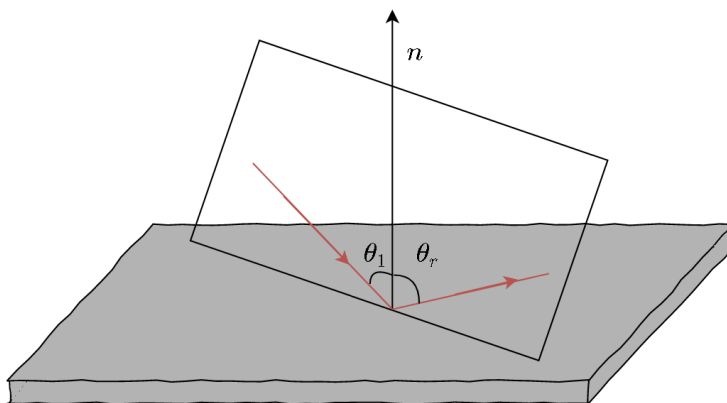
2.1 Geometrisk optikk

Geometrisk optikk er en tilnærming der man ser på lyset som rette stråler i homogene medier, og følger geometriske regler. Dette er en god tilnærming for å forklare mange hverdagslige fenomener. Her ser man på lokaliseringen og retningen på lysstrålene til å for eksempel finne ut av hvor bildet av et objekt vil befinne seg.

Den geometriske optikken kan formuleres i tre lover:

1. *Loven for rettlinjet utbredelse.* I et homogent medium vil lyset utbre seg i rette linjer.
2. *Loven for refleksjon.* Ved en plan grenseflate mellom to medier blir en del av lyset reflektert.
3. *Loven for refraksjon.* Ved en plan grenseflate mellom to medier vil en del av strålen refrakteres (brytes) inn i det neste mediet.

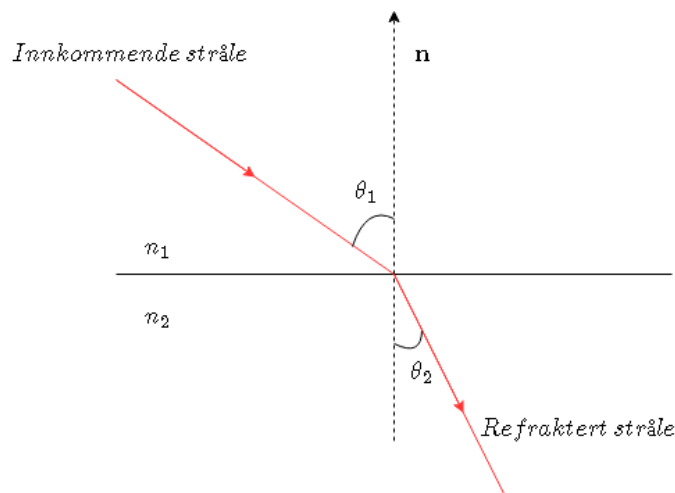
Ved å studere *Loven for refleksjon* har vi at den innfallende strålen og normalen på grenseflaten danner et plan. Her vil den innfallende strålen danne vinkel θ_1 med normalen, og den reflekterte strålen, som ligger i samme plan vil danne en vinkel θ_r . Loven for refleksjon sier at $\theta_1 = \theta_r$, eller lettere sagt at *innfallvinkelen er lik refleksjonsvinkelen*. Her kan man se for seg for eksempel reflekterte stråler på et speil som vist i **figur 1** under.



Figur 1: Refleksjon fra et plant speil. Her blir innfallsplanet dannet ved den innkommende strålen og normalen på speilet.

Ved *Loven for refraksjon* har vi at på grensa mellom to medier med brytningsindeks vil lysstrålen endre retning ifølge **Snells lov** gitt ved: $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$, der θ_1 er innfallsvinkelen og θ_2 er vinkelen til den refrakterte strålen (den som brytes i medium 2), n_1 og n_2 er brytningsindeksen i de respektive mediene.

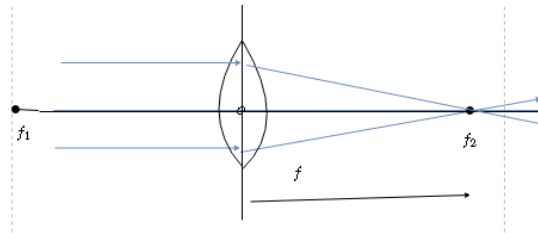
Her ligger både den innfallende og refrakterte strålen i innfallsplanet. I **figur (2)** under ser vi et tilfelle med en lysstråle som blir refraktert.



Figur 2: Refraksjon. En stråle kommer fra et medium med brytningsindeks n_1 og brytes inn i et medium med brytningsindeks n_2 .

Det er også noen konvensjoner og regler som er viktig å få med seg,

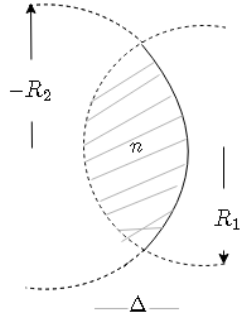
- Lysfarten i mediet v er gitt av $v = c/n$, der c er lysfarten i vakuum.
- Optiske komponenter er ofte sentrerte rundt en **optisk akse**. Dette kan bli tegna som en rett linje der man sentrerer linsen iforhold til linja.
- **Paraksiell optikk:** Hvis vinklene mellom strålene og optisk akse er små, så kan man sette $\sin \theta \approx \theta$. Slike stråler kalles paraksielle stråler, og denne tilnærmingen er grunnlaget for paraksiell optikk. Se **figur(3)**



Figur 3: Paraksielle stråler krysser hverandre i fokuspunktet ifølge tilnærmingen $\sin \theta \approx \theta$

- **Radiusen R til en sfærisk flate er positiv for konveks flate og negativ for konkav**, som kan sies på en annen måte som, positiv hvis sentrum for sirkelen/kuleflaten er til høyre av flata.
- **Fokallengda f** gir avstanden mellom linsen og fokus (også kalt brennpunktet).
- **Konvekse og konkave linser:** Konveks betyr at linsa er tjukkere på midten enn på kantene, og at fokallengda f er positiv. Konkave linser er tynnere på midten og har negativ fokallengde.
- **Vinkler er positive hvis strålen går oppover** i forhold til optisk akse, og negative hvis strålen går nedover.

I **figur(4)** under vises en konveks, sfærisk linse med radius R_1 og R_2 på sidene av linsa.

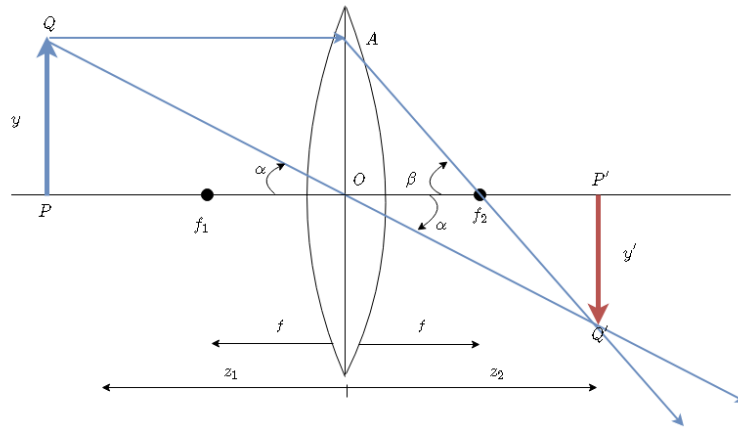


Figur 4: Konveks linse med brytningsindeksen n , radius R_1 og R_2 , her er R_2 negativ for den konvekse linsa.

Ved å bruke to tilnærminger for tynn linse og paraksielle stråler slik at for tynn linse har man at høyden der strålen går ut av linsa er omtrent lik høyden der den gikk inn. For paraksielle stråler tilnærmer vi $\sin \theta \approx \theta$. Bruker vi **Snells lov** to ganger for (stråle inn og ut), så kan vi finne **linsemakerformelen** gitt ved,

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (1)$$

Fra **lign(1)** ser man at fokallengda er avhengig av brytningsindeksen til linsen og krumningen til de to linseflatene.



Figur 5: Her er f fokallengden, P er posisjonen til objekt, P' er posisjon til bildet, y og y' er de respektive høydene, z_1 og z_2 er lengden fra sentrum av linsa og tilslutt Q og Q' er objekt og bildet.

Punkt P kalles et objekt og punkt P' et bilde av punkt P. Ved å la objektet være for eksempel et trådkors (som blir brukt i dette eksperimentet) blir plassert i P, vil gi et skarpt bilde av objektet i P'. Grunnen til dette er at stråler fra punktet P vil krysse hverandre i punktet P' og dermed gi et skarpt bilde.

Som man ser i figur (5) så har vi at vinklene er like, dette gir formlike trekanten og ved bruk av antagelsene over har man at,

$$\frac{y}{z_1} = -\frac{y'}{z_2}$$

Grunnen til at høyresiden er negativ er fordi den er under den optiske akse og y' er negativ. Videre har man da at,

$$\frac{y}{z_1} = -\frac{y'}{z_2} \quad (2)$$

Dette er det samme som,

$$\frac{y}{f} = -\frac{y'}{z_2 - f}$$

gjør om uttrykket,

$$\frac{y'}{y} = -\frac{z_2 - f}{f} \quad (3)$$

del på z_2 og gjør med **lign(2)** gir,

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} \quad (4)$$

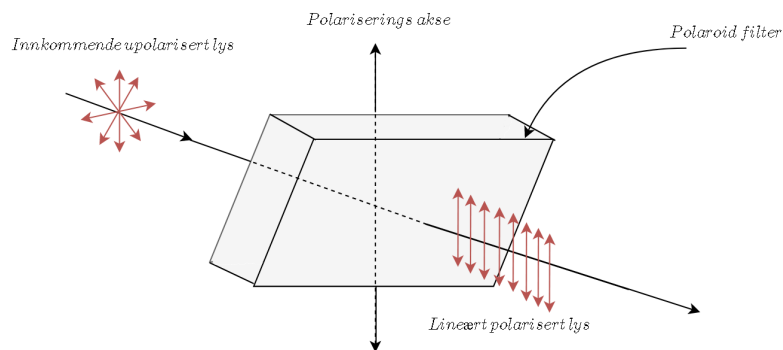
Dette er *Objekt-bilde* sammenheng for tynn linse som er også kalt linseformelen.

Hvis strålene **ikke** er nær den optiske akse kan vi ikke anta $\sin \theta \approx \theta$ her vil dermed de parallelle strålene som går igjennom ytterkantene til linsa ikke krysse hverandre i samme punkt. Dette er kjent som **sfærisk aberrasjon**.

2.2 Polarisasjon

Lys er elektromagnetiske bølger med et elektrisk og magnetisk felt. Retninga til det elektriske feltet gir polarisasjonen til lyset. Hvis retninga endrer seg tilfeldig så er lyset upolarisert, hvis feltet er konstant så er det lineært polarisert. Eksempel er gitt i **figur(6)** under.

Ved bruk av et optisk detektor kan man måle effekten til lyset midlet over en viss tid, altså da ikke kun amplituden med snittet. Et polarisasjonfilter slipper bare igjennom lys med en gitt polarisasjonsretning. Hvis man setter polarisasjonfilter fremfor en optisk detektor, så vil lineært polarisert lys med samme polarisasjonsretning som filteret passere uhindret gjennom filteret. Hvis den står normalt på blir den helt blokkert, slik at effekten vil minke eller øke når man måler med den optiske detektoren ved forskjellige vinkler. For upolarisert lys (eller sirkulært polarisert) vil filteret slippe igjennom like mye lys uavhengig av

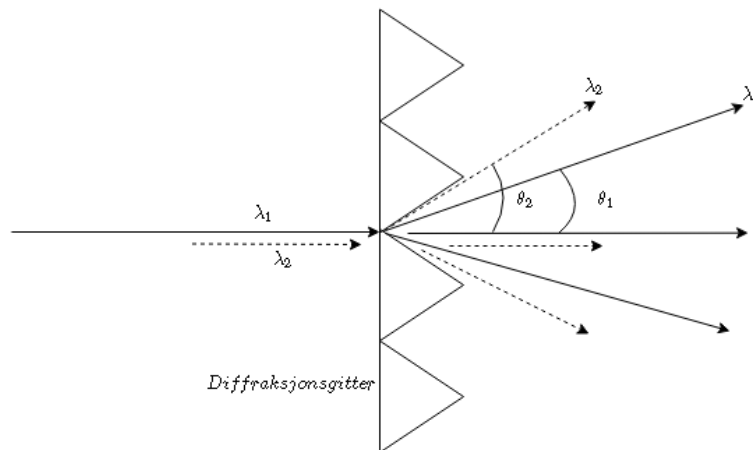


Figur 6: Upolarisert lyst blir lineært polarisert når det går igjennom et filter som kun lar en retning gå igjennom.

retningen til filteret. Et viktig tall her er polarisasjonsforholdet mellom maksimal og minimal effekt når polarisasjonsfilteret blir rotert.

2.3 Spektrometer

Et gitter bøyer lysstrålene ulikt etter hvilken frekvens det er i lyset, dette vil da for eksempel spre lys til forskjellige retninger slik som vist i **figur(7)**.



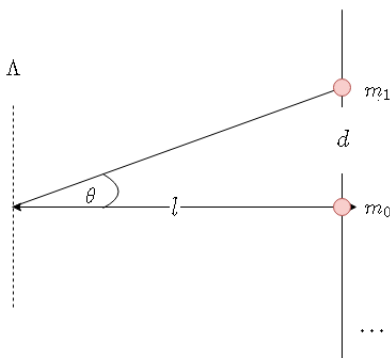
Figur 7: Gitter som deler lys med flere bølgelengder i forskjellige retninger.

Et spektrometer måler vinkelen til det avbøyde lyset svært nøyaktig slik at man får en presis måling av bølgelengden. I dette forsøket blir det brukt et goniometer (vinkelmåler) med et nøyaktig gradeskive.

Formelen for avbøyd lys er gitt ved

$$\sin \theta_d = \sin \theta_i + m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (5)$$

Her er θ_d avbøyd vinkel, θ_i er innfallsvinkelen, m er diffraksjonsordenen, λ er bølgelengden og Λ er gitterperioden. Ved normalt innfall på gitteret blir $\theta_i = 0$ noe som blir gjort i dette forsøket slik at vi får et enklere uttrykk. Ved å bruke geometri vist i **figur(8)** kan vi gjøre om uttrykket.



Figur 8: Lengden til diffraksjonsorden m_0 og m_1

Har da ved å la strålen å rett på slik at $\sin \theta_i = 0$

$$\sin \theta_d = m \frac{\lambda}{\Lambda}$$

Vinkelen får man ved $\arctan(\frac{d}{l})$ bruker vi dette og løser for bølgelengden med **lign(7)**, får man det endelige uttrykket,

$$\lambda = \frac{\sin(\arctan(\frac{d}{l}))\Lambda}{m} \quad (6)$$

2.4 Usikkerhet og midling

Hvis usikkerhetene er lineært uavhengige(tilfeldige feil) kan man finne usikkerheten ved

$$\delta w = \sqrt{(\frac{\partial w}{\partial x} \delta x)^2 + (\frac{\partial w}{\partial y} \delta y)^2 + \dots} \quad (7)$$

Denne usikkerheten blir brukt i dette eksperimentet, ved utregning av fokallengde har man da,

$$\frac{\partial f}{\partial z_1} \delta z_1 = \frac{z_2^2}{(z_1 + z_2)^2} \delta z_1$$

og,

$$\frac{\partial f}{\partial z_2} \delta z_2 = \frac{z_1^2}{(z_1 + z_2)^2} \delta z_2$$

Dette gir oss usikkerheten for f,

$$\delta f = \sqrt{\left(\frac{z_2^2}{(z_1 + z_2)^2} \delta z_1\right)^2 + \left(\frac{z_1^2}{(z_1 + z_2)^2} \delta z_2\right)^2} \quad (8)$$

For bølgelengden blir dette

$$\frac{\partial \lambda}{\partial l} \delta l = -\frac{\Lambda d}{m \sqrt{\frac{d^2}{l^2} + 1} (d^2 + l^2)} \delta l$$

og,

$$\frac{\partial \lambda}{\partial d} \delta d = \frac{\Lambda l}{m \sqrt{\frac{d^2}{l^2} + 1} (d^2 + l^2)} \delta d$$

Gir feilen i bølgelengden,

$$\delta \lambda = \frac{\Lambda}{m \sqrt{\frac{d^2}{l^2} + 1} (d^2 + l^2)} \sqrt{(d \delta l)^2 + (l \delta d)^2} \quad (9)$$

Og feil i vinkel på samme måte,

$$\delta \theta = \sqrt{\left(\frac{l}{d^2 + l^2} \delta d\right)^2 + \left(\frac{d}{d^2 + l^2} \delta l\right)^2} \quad (10)$$

Relativ feil kan finnes ved å finne hvor stor feilen er iforhold til målingen slik,

$$\delta w_{\%} = \left(\sqrt{\frac{\partial w}{\partial x} \delta x \dots}\right) / |w| \cdot 100 \quad (11)$$

For vinkelen i spektrometer oppgaven blir dette da,

$$\delta \sin \theta = \cos \theta \delta \theta$$

og,

$$\delta \sin \theta_{\%} = \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \delta \theta \cdot 100 \quad (12)$$

Usikkerhet kan summeres opp ved å ta,

$$\delta x = \delta x_1 + \delta x_2 \quad (13)$$

2.4.1 Vektet midling

Etter å ha funnet alle usikkerhetene så kan man bruke **vektet midling** får å finne det beste resultatet gitt dataene man har.

Vi skal gå igjennom det nå

Først finner man vektene som man skal bruke til å finne beste estimat for usikkerheten og **middelverdien**

$$w_i = 1/\sigma_i^2 \quad (14)$$

som da er for alle $i = 1, 2, 3, 4, \dots, N$, der σ er usikkerheten

Finner beste estimat for **middelverdien** med **lign(15)**

$$x_{best} = \frac{\sum_i^N w_i x_i}{\sum_i^N w_i} \quad (15)$$

For beste estimat for usikkerheten tar man den inverse roten av summen av vektene.

$$\sigma_{best} = \left(\sum_i^N w_i \right)^{-1/2} \quad (16)$$

Vektet midling kommer fra prinsippet for **maksimal sannsynlighet**. Man kan se at det er likt uttrykk med **massesenteret** mellom legemer. Her har vi også at hvis $w_A = w_B$ så får man kun $(v_A + v_B/2)$ som er den enkle **middelverdien**.

3 Eksperimentelt oppsett og framgangsmåte

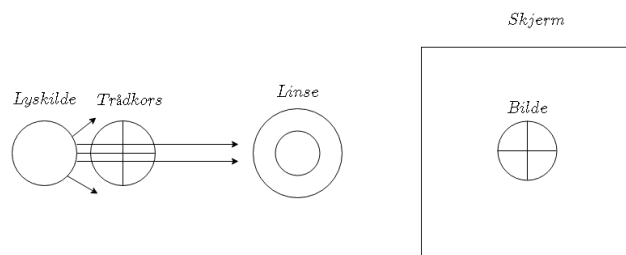
Utstyr som var brukt under eksperimentet:

- Plan-konveks linse med fokallengde 150mm
- Skinner,holdere og deler for feste av optiske komponenter
- Laserpeker og helium-neon laser(632.8nm)
- Lampe med hvitt lys
- Diffraksjonsgitter 7500 lines/inch og 15000 lines/inch
- Optisk effektmeter (Industrial fiber optics)

3.1 Geometrisk Optikk

Sett opp trådkors foran lyskilde med hvit lys med 30 cm fra den plan-konvekse linsa, dette blir da z_1 . Skissen i **figur(9)** under viser oppsettet.

Skjermen settes slik at man får så skarpt bilde som mulig, denne lengden måles og blir lengde z_2 . Mål z_2 for fem ulike verdier av z_1 . Flytt skjermen frem og tilbake slik at man finner usikkerheten i målingene (på linja mellom skarpt

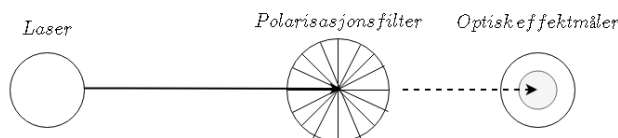


Figur 9: Oppsett av lyskilde foran et trådkors som lyser igjennom en linse og videre til en skjerm.

og uskarp bilde). Regn ut fokallengden f til linsen. Etter dette festes en svart lapp rundt ytterkantene av linsa, mål så fokallengden på nytt for flere verdier av z_2 med fast z_1 . Fest deretter en svart lapp foran sentrum av linsa. Fokallengden måles så på nytt fem ganger på samme måte. Her sammenlignes de tre målte fokallengdene med usikkerheter.

3.2 Polarisasjon

Her brukes den optiske effektmåleren som plasseres bak polarisasjonsfilteret og laseren lyser gjennom fra den andre siden. Se **figur(10)**.



Figur 10: En laserpeker lyser igjennom et polarisasjonfilter og videre inn i et optisk effektmåler

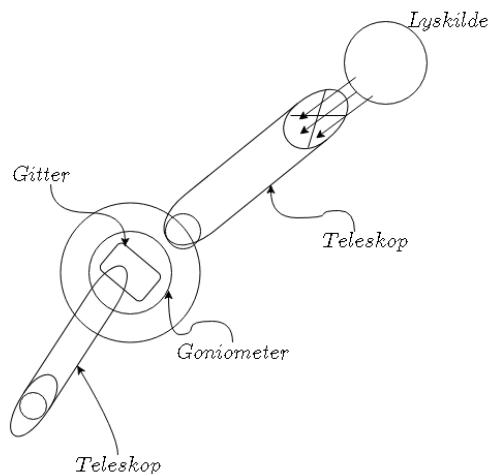
Roter så filteret for å finne minimum og maksimum effekt og vinkelen. Finner så forholdet mellom minimum og maksimum effekt. Deretter mål polarisasjonen til en lampe.

3.3 Spektrometer

Still opp gitteret foran **helium-neon** laseren og mål avstanden til en skjerm. Mål deretter fra maksimum (nullte orden) og ut til diffraksjonsordene. Se **figur(8)** i teoridel. Laseren må pekes slik at den reflekterte strålen går nøyaktig tilbake i laseren slik at innfallsvinkelen blir null. Beregn bølgelengden med **lign(6)** med hjelp av lengdene målt.

Videre så måles bølgelengden til synlig lys. Her setter opp et goniometer med teleskop. Plasser det ved enden av skinna. Sett en lampe fremfor det teleskopet

som har en justerbar spalte. Sett ned intensiteten på lampen slik at det gir et svakt lys. Roter slik at gitteret står normalt på strålen fra teleskopet og spalten til korset i teleskopet står midt i lyset fra spalten. Se **figur(11)**. Her leses vinkelen til teleskopet på goniometeret. Roter videre til ytterkantene i spekteret slik at det røde forsvinner og til blått forsvinner. Disse vinklene leses av og brukes til å løse bølgelengdene med **lign(5)**.



Figur 11: Skisse av oppsettet, her vil man se igjennom det nederste teleskopet og rotere rundt for å se spekteret.

4 Resultater

4.1 Geometrisk optikk

I tabellene under er målinger for distanse fra trådkors til sentrum av linse (z_1), fra sentrum av linse til skjerm (z_2), og for distansene fra lyskilde til linse og skjerm. I første tabell har lyset kunne gå uhindret igjennom linsen, i **tabell(2)** har det blitt plassert svart teip rundt ytterkantene på linsen. I **tabell(3)** har det blitt plassert svart teip i midten av linsen.

Ved bruk av **lign(4)**, **lign(8)**, **lign(14)**, **lign(15)** og **lign(16)** ble resultatet for **tabell(1)**:

$$f_{best1} = (14.9 \pm 0.1) \text{ cm}$$

for **tabell(2)**,

$$f_{best2} = (15.1 \pm 0.1) \text{ cm}$$

og for **tabell(3)**,

$$f_{best3} = (14.2 \pm 0.1) \text{ cm}$$

Tabell 1: Målinger utført med kun linsen

z_1 [cm]	z_2 [cm]	Linse [cm]	Skjerm [cm]
30.0 ± 0.5	26.5 ± 0.5	38.7	65.2 ± 0.5
35.0 ± 0.5	25.9 ± 0.4	43.7	69.6 ± 0.4
40.0 ± 0.5	24.3 ± 0.3	48.7	73.0 ± 0.3
45.0 ± 0.5	23.2 ± 0.4	53.7	76.9 ± 0.4
50.0 ± 0.5	22.1 ± 0.4	58.7	80.8 ± 0.4

Tabell 2: Målinger utført med med svart teip rundt ytterkanten av linsen

z_1 [cm]	z_2 [cm]	Linse [cm]	Skjerm [cm]
30.0 ± 0.5	29.0 ± 1.2	38.7	67.7 ± 1.2
35.0 ± 0.5	26.0 ± 0.5	43.7	69.7 ± 0.5
40.0 ± 0.5	24.3 ± 0.7	48.7	73.0 ± 0.7
45.0 ± 0.5	23.1 ± 0.6	53.7	76.8 ± 0.6
50.0 ± 0.5	22.0 ± 0.6	58.7	80.7 ± 0.6

Tabell 3: Målinger utført med med svart lapp i midten av linsen

z_1 [cm]	z_2 [cm]	Linse [cm]	Skjerm [cm]
30.0 ± 0.5	25.9 ± 0.8	38.7	64.6 ± 0.8
35.0 ± 0.5	23.7 ± 0.9	43.7	67.4 ± 0.9
40.0 ± 0.5	21.8 ± 1.0	48.7	70.5 ± 1.0
45.0 ± 0.5	21.2 ± 0.7	53.7	74.9 ± 0.7
50.0 ± 0.5	20.4 ± 0.5	58.7	79.1 ± 0.5

4.2 Polarisasjon

I **figur(4)** er måling for minimum og maksimumverdi målt med optisk effekt-meter ved bruk av laserpeker. Vinkel er funnet ved hjelp av gradskive på polarisasjonsfilteret.

Tabell 4: Målt effekt og vinkel ved bruk av laserpeker

Min/Maks	P_{effekt}	θ
P_{maks}	$(0.284 \pm 0.028^1) \text{mW}$	60°
P_{min}	$(25 \pm 2.5^2) \mu\text{W}$	-28°

Forholdet mellom min og maks er på 91.19%, så laseren er nesten lineært polarisert ved 60° .

Dette samme ble gjort med lampe, men her var det ingen merkbar forskjell.

¹http://i-fiberoptics.com/pdf/12_0105-if_pm.pdf

²http://i-fiberoptics.com/pdf/12_0105-if_pm.pdf

4.3 Spektrometer

4.3.1 Bølgelengde til helium-neon laser

Lengde fra gitter til skjerm var på $l = 175.1 \pm 0.2$. Gittertetthet på 7500 lines/inch gir gitterperioden $\Rightarrow \frac{1}{7500} 2.54 \cdot 10^{-2} \text{m}$. Brukte **lign(6)** for å løse for bølgelengden i **tabell(5)** under. Her er usikkerheten til bølgelengden funnet med **lign(9)** og usikkerhet i θ med **lign(10)**.

Tabell 5: Målte lengder mellom diffraksjonsorden m , lengden d mellom ordene, l er lengden fra gitter til nulte orden

m	$d[\text{cm}]$	$l[\text{cm}]$	θ	Bølgelengde $\lambda[\text{nm}]$
1	69.2 ± 0.2	175.1 ± 0.2	$(21.6 \pm 0.1)^\circ$	622 ± 2
2	33.1 ± 0.2	175.1 ± 0.2	$(10.7 \pm 0.1)^\circ$	629 ± 4
-1	33.5 ± 0.2	175.1 ± 0.2	$(10.8 \pm 0.1)^\circ$	636 ± 4
-2	71.9 ± 0.2	175.1 ± 0.2	$(22.3 \pm 0.1)^\circ$	643 ± 2

Bruk av **lign(9)**, **lign(14)**, **lign(15)** og **lign(16)** gir,

$$\lambda_{best} = (633 \pm 1) \text{nm}$$

4.3.2 Bølgelengde til synlig lys

Gitter avstand er 15000 lines/inch.

Ved å se inn i goniometeret fikk vi at;

Rødt forsvinner ved : $(78 + \frac{5}{20})^\circ \pm (\frac{1}{20})^\circ$.

Blått forsvinner ved: $(86 + \frac{1}{20})^\circ \pm (\frac{1}{20})^\circ$.

Midtpunktet ligger ved: $(101 + \frac{6}{20})^\circ \pm (\frac{1}{20})^\circ$.

Antar menneskelig feil på 1° .

Menneskelig feil ved 1° som gir summert feil ved bruk av **lign(13)** til 2° fordi vinkelen trekkes fra midtpunktinkelen. Dette gir relativ feil på 12.8% for rødt og 8.2% for blått, og usikkerheten fra goniometeret på $1/20$ er 0.2% for rødt og 0.3% for blått. Funnet ved hjelp av **lign(12)**. Siden *menneskelig feil* \gg *goniometer usikkerhet* kan vi forkaste goniometer usikkerheten.

Ved bruk av **lign(5)** med innfallsvinkel som er normalt på og $m = 1$ gir,

$$\lambda_r = (663 \pm 54) \text{nm}$$

$$\lambda_b = (445 \pm 57) \text{nm}$$

5 Diskusjon

I geometrisk optikk forsøket fikk vi verdiene

$$f_{best1} = (14.9 \pm 0.1)\text{cm}$$

for **tabell(2)**,

$$f_{best2} = (15.1 \pm 0.1)\text{cm}$$

og for **tabell(3)**,

$$f_{best3} = (14.2 \pm 0.1)\text{cm}$$

Her stemmer fokallengden for de to første forsøkene (uten noen lapp og med lapp i ytterkant) med det som er oppgitt fra leverandør(150mm). Det siste forsøket gav $(14.2 \pm 0.1)\text{cm}$ dette er ikke innenfor, men dette kan begrunnes med at ved å sette en svart lapp i midten så stråler ikke lyset igjennom den optiske aksene og det vil oppstå sfærisk aberrasjon og tilnærmingen der $\sin \theta \approx \theta$ vil ikke lenger holde.

Da vi gjorde polarisasjons forsøket brukte vi polarisasjonsfilter og laserpeker her fikk vi en maksimum effekt på $(0.284 \pm 0.028)\text{mW}$ ved vinkel 60° . For minimum ble minimum $(25 \pm 2.5)\mu\text{W}$ med vinkel på -28° . Forholdet mellom min og maks er på 91.19%, så laseren er nesten lineært polarisert ved 60° . Her kommer da mesteparten av laserlyset vinkelrett på når man har polarisasjonsfilteret står på -28° .

Da vi testet det samme for lampelys så var det ingen merkbar forskjell så her er lyset upolarisert fordi filteret slipper igjennom like stor styrke for alle vinkler. Hvis man ser på **figur(6)** så ser man hvordan upolariserte lyset blir lineært polarisert, dette vil da skje for alle vinkler slik at samme styrke kommer igjennom. For laseren vil jo da lyset kun være polarisert rundt en spesifikk vinkel slik at den blir blokkert helt ved denne vinkelen. Her kan det være at laseren ble totalt blokkert, men at lyset fra taket forstyrret eksperimentet slik at det fortsatt var noe effekt etter at laseren var blokkert.

For spektrometer forsøket lette vi etter bølgelengden til helium-neon etter å ha målt lengden frem til skjermen, og deretter lengden mellom ordene slik at vi kan bruke Pytagoras for å finne vinkelen, se **figur(8)**. Her beregnet vi bølgelengden ved bruk av **lign(6)** og deretter brukte vektet midling for å finne,

$$\lambda_{best} = (633 \pm 1)\text{nm}$$

Helium-neon laseren er oppgitt til å være på 632.8 nm fra leverandør, dette var derfor et veldig godt resultat.

Resultatet for diffraksjonseksperimentet med synlig lys ble,

$$\lambda_r = (663 \pm 54)\text{nm}$$

$$\lambda_b = (445 \pm 57)\text{nm}$$

Det synlige spekteret er fra 380 nm til 750 nm, der det blåe spekteret starter på 450 nm. Den røde enden som ble observert gikk ikke opp til 750 nm, men dette kommer nok av at det var så svakt på enden at man ikke helt klarte å se så presist hvor spekteret stoppet.

6 Konklusjon

I dette arbeidet fant vi fokallengden til linsa ved å bruke avstand fra objekt til linse og fra linse til skjerm. Her fant vi ved bruk av vekta midling at $f_{best1} = (14.9 \pm 0.1)\text{cm}$ med usikkerheten er dette innenfor da fokallengden oppgitt fra produsent er 15 cm. Det ble også målt med en svart teip i midten og for teip rundt ytterkantene av linsen. Her ble verdiene henholdsvis $f_{best2} = (15.1 \pm 0.1)\text{cm}$ og $f_{best3} = (14.2 \pm 0.1)\text{cm}$. Her ser man at det ikke stemmer da en svart lapp ble satt på i midten, dette kommer av at **lign(4)** ikke lenger er riktig fordi tilnærmingen $\sin \theta \approx \theta$ ikke lenger holder.

Polarisasjon til laserpennen så ut til å ligge på 60° fordi dette gav maksimum effekt på den optiske effektmåleren. Da det ble testet med en lampe fikk man ingen merkbar effekt og dermed konkludere med at lampen hadde upolarisert lys.

Diffraksjonseksperimentet etter bruk av vektet midling gav resultat $\lambda_{best} = (633 \pm 1)\text{nm}$. Bølgelengden oppgitt fra leverandør er på 632.8 nm så dette var et veldig bra resultat.

Resultatet for diffraksjonseksperimentet med synlig lys ble,

$$\lambda_r = (663 \pm 54)\text{nm}$$

$$\lambda_b = (445 \pm 57)\text{nm}$$

Det synlige spekteret er fra 380 nm til 750 nm, der det blåe spekteret starter på 450 nm. Den røde enden som ble observert gikk ikke opp til 750 nm, men dette kommer nok av at det var så svakt på enden at man ikke helt klarte å se hvor spekteret stoppet.

A Appendix

B Referanser

http://i-fiberoptics.com/pdf/12_0105-if_pm.pdf, Hentet 16.04.2018