

BØLGEOPTIKK

Mål

Etter å ha bearbeidet seminar og laboratorium under emnet “Bølgeoptikk” skal du ha

- kunnskap om refleksjon, refraksjon, polarisasjon, interferens og diffraksjon av elektromagnetiske bølger,
- studert refleksjon, refraksjon, polarisasjon og interferens av mikrobølger eksperimentelt,
- målt gitterkonstant for et “makrogitter” av stålkuler v.h.a. Braggdiffraksjon.

Før labøvelsen

Før du møter til labøvelsen må du lese gjennom oppgaven og gjøre beregningsoppgavene som er beskrevet i avsnitt 4.

1 Teoretisk bakgrunn

1.1 Polarisasjon og interferens

Vi har hittil beskrevet elektromagnetiske bølger som en tidsvariasjon i størrelsen til de elektriske og magnetiske feltvektorene mens begge vektorer har hatt en konstant orientering i rommet. Slike bølger betegnes som planpolariserte eller lineærpolariserte. Planet som defineres av E -vektoren og forplantningsvektoren \vec{k} betegnes som bølgens svingeplan eller polarisasjonsplan.

1.1.1 Polarisasjon

To lineærpolariserte monokromatiske elektromagnetiske bølger i z -retningen som svinger i hver sitt plan vinkelrett på hverandre i et homogent medium kan beskrives v.h.a. E -feltet på følgende måte

$$\vec{E}_x(z, t) = \hat{e}_x E_{0x} \cos(kz - \omega t) \quad (1)$$

$$\vec{E}_y(z, t) = \hat{e}_y E_{0y} \cos(kz - \omega t + \varepsilon), \quad (2)$$

hvor ε er faseforskjellen mellom bølgene. Når ε er positiv ligger \vec{E}_y etter \vec{E}_x og omvendt. Den superponerte bølgen får formen

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_x(z, t) + \vec{E}_y(z, t). \quad (3)$$

La oss først se på det tilfelle at bølgene har ulike amplituder. Hvis $\varepsilon = \pm 2\pi m$, hvor $m = 0, 1, 2, \dots$ sier vi at bølgene er i fase. Da kan den superponerte bølgen uttrykkes som

$$\vec{E}(z, t) = (\hat{e}_x E_{0x} + \hat{e}_y E_{0y}) \cdot \cos(kz - \omega t). \quad (4)$$

Denne bølgen har en bølgevektor med fast retning i rommet i et plan mellom xz -planet og yz -planet og er derfor lineærpolarisert. Dette viser at enhver planpolarisert bølge kan dekomponeres i to planpolariserte bølger som svinger vinkelrett på hverandre.

Hvis $\varepsilon = \pm\pi m$, hvor $m = 1, 3, 5 \dots$ sier vi at bølgene er 180° ute av fase og den superponerte bølgen kan uttrykkes som

$$\vec{E}(z, t) = (\hat{e}_x E_{0x} - \hat{e}_y E_{0y}) \cdot \cos(kz - \omega t) \quad (5)$$

Denne bølgen har også en bølgevektor med fast retning i rommet og er følgelig også lineærpolarisert.

La oss så se på det tilfelle at begge bølgene har like amplituder, d.v.s. at $E_{0x} = E_{0y} = E_0$. Hvis $\varepsilon = -\pi/2 + 2m\pi$, hvor $m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ blir

$$\vec{E}_x(z, t) = \hat{e}_x E_0 \cos(kz - \omega t) \quad (6)$$

$$\vec{E}_y(z, t) = \hat{e}_y E_0 \sin(kz - \omega t). \quad (7)$$

og den superponerte bølge kan uttrykkes som

$$\vec{E} = \vec{E}_x(z, t) + \vec{E}_y(z, t) = E_0 [\hat{e}_x \cos(kz - \omega t) - \hat{e}_y \sin(kz - \omega t)]. \quad (8)$$

Denne bølgen har en bølgevektor med konstant lengde $E_0 = \sqrt{(\vec{E} \cdot \vec{E})}$ mens retningen av vektoren i rommet varierer med tiden. Informasjonen i bølgen ligger her ikke i lengden og fortegnet til E -vektoren, men i vektorens retningsforandring med tiden. En slik bølge betegner vi som sirkulærpolarisert. Slik som vi har representert bølgen roterer E -vektoren med sola når vi ser bølgen komme mot oss. Da betegnes bølgen som høyrepolarisert. Hvis vi forandrer fortegnet foran andre ledd i uttrykket til minus forandrer E -vektoren rotasjonsretning og roterer mot sola. Da betegnes bølgen som venstrepolarisert.

Lineærpolariserte bølger og sirkulærpolariserte bølger er spesialtilfeller av elliptisk polariserte bølger, som representerer den mest generelle polarisasjonstilstanden.

1.1.2 Interferens

Superposisjon av to lineærpolariserte monokromatiske elektromagnetiske bølger

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E}_{01} \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t + \varepsilon_1) \quad (9)$$

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_{02} \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t + \varepsilon_2) \quad (10)$$

som brer seg ut i et homogent medium er gitt ved

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r}, t) + \vec{E}_2(\vec{r}, t). \quad (11)$$

på grunn av sin raske fluktuasjon med tiden er den elektriske feltvektoren vanligvis ikke godt egnet som observasjonsstørrelse. Det er vanligvis mer bekvemt å observere stråleeffekten per flateenhet, som for elektromagnetiske bølger betegnes som irradiansen, definert som

$$I = \epsilon v \langle \vec{E}^2 \rangle \quad (12)$$

hvor klammene $\langle \dots \rangle$ betegner et tidsmiddel¹. For vårt formål er det tilstrekkelig å utrede relative forandringer i irradiansen. La oss derfor, for å beholde uttrykkene enkle, se bort fra faktoren ϵv og i det følgende uttrykke den relative variasjonen i de superponerte irradiansene til de to bølgene i et punkt P slik

$$I \propto \langle (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \cdot (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \rangle = \langle \vec{E}_1^2 \rangle + \langle \vec{E}_2^2 \rangle + 2\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle \quad (13)$$

¹ $\langle f(t) \rangle = \frac{1}{T} \int f(t') dt'$ gir $\langle \cos^2 \omega t \rangle = \langle \sin^2 \omega t \rangle = 1/2$ og $\langle \sin \omega t \cdot \cos \omega t \rangle = 0$.

Hvis vi definerer $I_1 = \langle \vec{E}_1^2 \rangle$, $I_2 = \langle \vec{E}_2^2 \rangle$ og interferensleddet $I_{12} = 2\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle$ før vi

$$I = I_1 + I_2 + I_{12} \quad (14)$$

Etter tidsmidlingen får vi følgende uttrykk

$$I_1 = E_{01}^2 \cdot \frac{1}{2} \quad (15)$$

$$I_2 = E_{02}^2 \cdot \frac{1}{2} \quad (16)$$

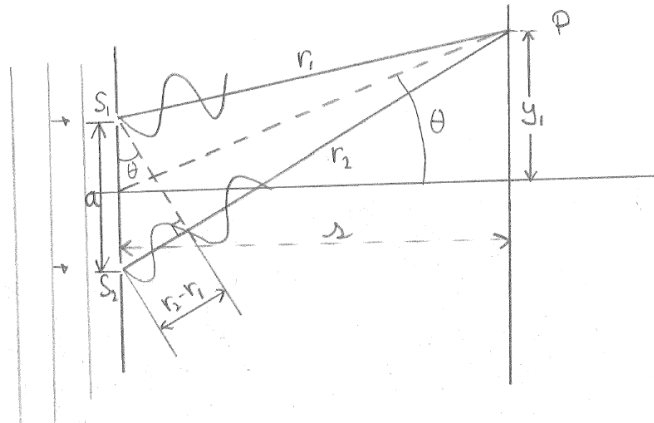
$$I_{12} = \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cos \delta, \quad (17)$$

hvor

$$\delta = (\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varepsilon_2 - \varepsilon_1) \quad (18)$$

er netto faseforskjell mellom bølgene i punktet P. Denne faseforskjellen er sammensatt av faseforskjellen mellom bølgene i utgangspunktet ($\varepsilon_2 - \varepsilon_1$) og den faseforskjell som oppstår p.g.a. at bølgene har tilbakelagt ulike avstander fra utgangspunktet til punktet P. Merk at hvis bølgene hadde svingt vinkelrett på hverandre slik at $\varepsilon_1 - \varepsilon_2 = \pi/2$, ville $I_{12} = 0$ dersom $\vec{k}_1 = \vec{k}_2$.

Eksempel 1. Youngs² eksperiment.



Figur 1: Youngs eksperiment

Figur 1 viser den eksperimentelle oppstilling for Youngs eksperiment. To elektromagnetiske bølger blir emittert fra hver sin spalte S_1 og S_2 i avstand $a \gg \lambda$, hvor $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ er bølgelengden til bølgene. Vi observerer superposisjonen av de to bølgene i et punkt P som er så langt fra kildene at bølgefrontene kan betraktes som plane. Bølgene antas å svinge parallelt med hverandre ($\vec{E}_{01} \parallel \vec{E}_{02}$) slik at likningene (15) - (17) innsatt i (14) gir

$$\begin{aligned} I &= I_1 + I_2 + E_{01}E_{02} \cos \delta \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta. \end{aligned} \quad (19)$$

Uttrykket viser at den totale irradiansen kan være både større enn og mindre enn $I_1 + I_2$ avhengig av verdien på interferensleddet I_{12} , som i sin tur avhenger av δ . Tabell 1 viser eksempler på dette. Hvis vi ordner oss slik at kildene er like sterke, d.v.s. at $E_{01} = E_{02}$ og følgelig $I_1 = I_2 = I_0$, får vi følgende enkle uttrykk for irradiansen s.f.a. faseforskjellen

$$I = 2I_0(1 + \cos \delta) = 4I_0 \cos^2 \delta/2 \quad (20)$$

²Etter Thomas Young, 1773-1829, britisk lege og vitenskapsmann. Arbeid innen ulike deler av vitenskapen, mest kjent for elastisitetsmodulen (Youngs modul) og interferens av overflatebølger på vann og det berømte dobbeltspalteeksperiment med lys.

Tabell 1: Variasjon av irradiansen I s.f.a. faseforskjellen δ .

$\delta = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi, \dots$	$I = I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$
$\delta = \pm\pi/2, \pm 3\pi/2, \text{ etc.}$	$I = I_1 + I_2$
$\delta = \pm\pi, \pm 3\pi, \pm 5\pi, \dots$	$I = I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$

hvor fra likn. (18)

$$\delta = k(r_2 - r_1) + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \quad (21)$$

og r_2 og r_1 er radiene til de sirkelformede bølgefrontene. Denne funksjonen har maksimalverdi

$$I_{\max} = 4I_0 \quad \text{når} \quad \delta = 2\pi m, \quad \text{med} \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (22)$$

Her er m positiv når $r_1 < r_2$, ellers negativ. Funksjonen har minimalverdi

$$I_{\min} = 0 \quad \text{når} \quad \delta = \pi m', \quad \text{med} \quad m' = \pm 1, \pm 3, \dots \quad (23)$$

Vi kan reformulere disse kriteriene slik:

$$\text{For maksima:} \quad (r_2 - r_1) = \frac{1}{k} \cdot [2\pi m + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)] \quad (24)$$

$$\text{For minima:} \quad (r_2 - r_1) = \frac{1}{k} \cdot [\pi m' + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)] \quad (25)$$

$$(26)$$

Hvis inngående bølge er i fase er $\varepsilon_2 = \varepsilon_1$ og vi får

$$\text{For maksima:} \quad (r_2 - r_1) = \frac{1}{k} \cdot 2\pi m = \lambda m, \quad \text{med} \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (27)$$

$$\text{For minima:} \quad (r_2 - r_1) = \frac{1}{k} \cdot \pi m' = \frac{1}{2} \lambda m', \quad \text{med} \quad m' = \pm 1, \pm 3, \dots \quad (28)$$

Hver av disse ligningene definerer en hyperbel i eksperimentplanet som er loki for h.h.v. maksima og minima i superposisjonen.

For å kunne observere klare og stabile interferensmønstre med maksima og minima fra interferens må kildene være tilnærmet monokromatiske og faseforskjellen ($\varepsilon_2 - \varepsilon_1$) mellom kildene må være tilnærmet konstant. Hvis lyset er polykromatisk (f.eks. hvitt) vil de kromatiske komponentene interferere hver for seg. Dette fører til uskarpt interferensmønster. Hvis ($\varepsilon_2 - \varepsilon_1$) forandrer verdi vil interferensmønstret flytte på seg. Raske fluktuasjoner i faseforskjellen vil derfor føre til at interferensmønstret viskes ut. For å kunne observere interferens er det derfor viktig at fasedifferansen mellom bølgene er konstant. To bølger med konstant faseforskjell sies å være *koherente*. De fleste bølgekilder er imidlertid kun koherente innenfor bestemte tidsrom og bølgen fra kilden beholder koherensen kun innenfor en bestemt avstand fra kilden. For å karakterisere koherensen til en bølgekilde er det derfor vanlig å angi en koherenstid og en koherenslengde. Koherenstiden er det tidsrom hvor kilden holder fasen konstant innenfor visse gitte grenser.

I Youngs eksperiment belyses begge spaltene med samme strålekilde. på denne måten kan vi eliminere ustabilitet i interferensmønstret p.g.a. dårlig tidskoherens. Vi må imidlertid fremdeles ha en kilde med koherenslengde større enn typiske apparaturdimensjoner.

Av figur 1 ser vi at $(r_2 - r_1) = a \sin \theta$ og fra (27) finner vi da betingelsen for fullstendig konstruktiv interferens

$$(r_2 - r_1) = a \sin \theta = m\lambda, \quad \text{med} \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (29)$$

Da gir likn. (20) og (21) følgende uttrykk for irradiansen på en skjerm i avstand B fra spalte-

planet

$$I = 4I_0 \cos^2 \frac{k(r_2 - r_1)}{2} = 4I_0 \cos^2 \left(\frac{y_1 a \pi}{s \lambda} \right), \quad (30)$$

hvor y_1 er avstanden til første sidemaksimum og $\sin \theta = y_1/s$ (se figur 1).

Forutsetningene for gyldigheten til uttrykkene er at spaltebredden er av samme størrelsesorden som bølgelengden, og at avstandene mellom kilde, spalte og mottaker er mye større enn spaltebredden. Dette kan sammenfattes i tommelfingerregelen

$$R < \frac{\Delta^2}{\lambda} \quad (31)$$

hvor Δ er spaltebredden og R er den minste avstanden mellom kilde, spalte og mottaker.

1.2 Diffraksjon

Diffraksjon er et bølgefænomen som kan observeres når et legeme skygger på en lyskilde. I stedet for å være skarpt avgrenset, som forventet fra geometrisk optikk hvor det antas at lyset går i rette baner, vil skyggen fra legemet bli avgrenset av et felt med lyse og mørke frynser, som tyder på at lyset blir brutt ved avgrensningen til legemet. Grunnen til dette er at en hindring vil forandre amplitude og faseforholdene i bølgefronten. Ifølge Huygens' prinsipp³ kan hvert punkt i bølgefronten ses på som en punktkilde. Forandring i faseforholdene vil føre til interferens mellom forskjellige deler av bølgefronten som resulterer i et interferensmønster i skyggekannten. Diffraksjon er derfor et interferensfenomen. Fysisk er det ikke noe skarpt skille mellom interferens og diffraksjon. Det er derimot en konvensjon å snakke om interferens når noen få bølger superponeres og om diffraksjon når interferensen stammer fra en superposisjon av et stort antall bølger. Slik snakker vi om interferens i forbindelse med Youngs eksperiment og diffraksjon i forbindelse med interferensfenomener bak et gitter med meget stort antall spalter.

1.3 Braggdiffraksjon

Atomene i krystaller er ordnet i periodiske lagvise strukturer i avstand d som vist i figur 2. Når bølgelengden $\lambda < 2d$ vil atomplanene reflektere elektromagnetiske bølger delvis og delvis la dem passere. Figuren viser hvordan de reflekterte elektromagnetiske bølgene fra forskjellige atomplan interfererer konstruktivt når veilengdeforskjellen mellom de reflekterte bølgene er et helt antall bølgelengder. Dette fører til Braggs lov⁴ for konstruktiv interferens

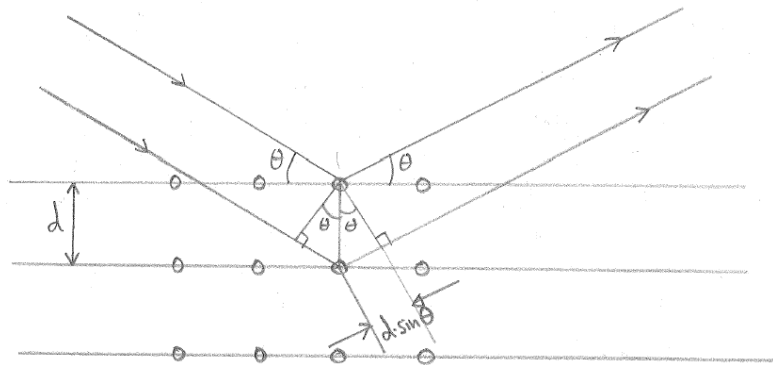
$$2d \cdot \sin \theta = n\lambda \quad (32)$$

hvor d er gitterkonstanten, d.v.s. avstanden mellom atomplanene i strukturen, θ er innfallsvinkelen til den innfallende stråle mot atomplanene (gitterplanene, d.v.s. komplementærvinkelen til innfallsvinkelen mot normalen til gitterplanet) og $n = 1, 2, 3 \dots$ er refleksjonens orden.

I eksperimentet i avsnitt 5.10 skal du i stedet for atomer (med $r \approx 0,1$ nm) bruke makroskopiske metallkuler (med $r \approx 10^7$ nm = 10^{-2} m), og i stedet for røntgenbølger (med $\lambda \approx 0,1$ nm) bruke mikrobølger (med $\lambda \approx 10^7$ nm = 10^{-2} m). Avstanden mellom gitterplanene i krystaller er "noen" atomdiametre, et forhold vi også må passe på å beholde. Som du ser av bølgelengden for mikrobølger kontra røntgenbølger, kan vi forvente å observere de samme interferensmønstre fra et gitter av metallkuler i typisk avstand cm, som fra et gitter av atomer.

³Etter Christiaan Huygens, 1629-95, nederlandsk matematiker, fysiker og astronom, utdannet som jurist. Huygens grunnla bølgeteorien ut fra antagelsen om en lyseter.

⁴Sir William Henry Bragg, 1862-1942, engelsk fysiker, professor i Adelaide, Leeds og London, konstruerer diffraksjonsspektrometre. Hans sønn, Sir William Lawrence Bragg, 1890-1971, professor i Manchester etter Rutherford og i Cambridge, utledet Braggs lov. .



Figur 2: Braggdiffraksjon

Vi skal bruke et tredimensjonalt ($4 \times 4 \times 5$)-gitter av stålkuler i enkel kubisk struktur pakket inn i skumplast. Dette gitteret har flere forskjellige familier av plan som kan gi refleksjoner, og interferensmønstret kan derfor bli komplekst.

Krystallplan-familier betegnes ofte v.h.a. såkalte Millerindekser, som er en tallkode bestående av tre tall (α, β, γ) . Planet med Millerindeksene (α, β, γ) er det planet som har normalvektor $(x, y, z) = (\alpha, \beta, \gamma)$. F.eks. er planet med Millerindeksene $(0,0,1)$ det planet som har normalvektor $(x, y, z) = (0,0,1)$, dvs. xy -planet. $(1,0,0)$ angir yz -planet og $(2,1,0)$ angir det planet som har normalvektor $(x, y, z) = (2, 1, 0)$ osv.

2 Anvendelse av mikrobølger

Mikrobølger er elektromagnetiske bølger med bølgelengder i området 0,1-30 cm. Mikrobølger har utstrakt praktisk anvendelse både i forskning og industri. Da Hertz⁵ i 1888 bekreftet Maxwells teorier experimentelt brukte han mikrobølger. Den kosmiske, uniforme bakgrunnsstrålingen (3-kelvin strålingen) som regnes som den sikreste indikasjonen på et "Big Bang", er mikrobølger med bølgelengde rundt 7 cm. Mikrobølger brukes til å undersøke molekyllære og atomære egenskaper, til radarnavigasjon, satellitt-jord kommunikasjon og mobiltelefon. Dagens mest kjente eksempel på anvendelser av mikrobølger er sannsynligvis mikrobølgens ($\lambda \approx 12$ cm) evne til å rotere det polare vannmolekylet. Friksjonsvarmen fra rotasjonen utnyttes i mikrobølgeovnen.

Eksperimentene i kapittel 5 i dette heftet er eksempler på raffinert anvendelse av mikrobølger i et pedagogisk øyemed. De effektene du skal studere undersøkes tradisjonelt i optikk eksperimenter med synlig lys ($4 \cdot 10^{-7} < \lambda < 7 \cdot 10^{-7}$ m). Bølgeoptiske effekter opptrer når apparaturdimensjonene (for eksempel bredden av en spalt) er av samme størrelsesorden som bølgelengden. Ved å bruke mikrobølger i stedet for lys kan vi skalere opp apparaturen og variablene i forsøket får verdier som kan kontrolleres med skyvelære.

⁵Heinrich Rudolf Hertz (1854-1898).

3 Metoder

3.1 Generering og deteksjon av mikrobølger

Gunndioden

Gunndiodens⁶ virkemåte bygger på Gunneffekten. når strøm sendes gjennom bestemte halvledere, som f.eks. galliumarsenid eller kadmiumsulfid, oppstår en høyfrekvent elektrisk oscillasjon. I materialet kan da elektroner eksistere i to mobilitetstilstander: en tilstand med normal mobilitet og en tilstand med lavere mobilitet. Lavmobilitetstilstanden blir realisert for en del av elektronene ved høye spenninger over materialet. Dette fører til oscillasjoner i strømmen gjennom materialet og generering av mikrobølger. Irradiansen kan forsterkes ved å plassere prøven i en resonanskavitet med dimensjoner som er gunstige for dannelsen av stående bølger.

Schottkydioden

Schottkydioden⁷ er en meget høyohmig metallhalvlederdiode som likeretter mikrobølgenes varierende E -felt. Schottky satte i 1938 frem en teori som forklarte den likerettende egenskapen til metallhalvleder dioder med at dette skyldtes et ledende lag i diodeovergangen. Spenningsfallet i foroverretning i Schottky dioden er omtrent halvparten så stort som i pn-dioder. P.g.a. at den ene elektroden er metall er den raskere siden rekombinasjon av injiserte minoritetsbærere ikke forekommer. Dioden har stor foroverstrøm ved lav spenning.

3.2 Polarisatorer

Apparater som forvandler ikke-polarisert lys til polarisert lys kalles for polarisatorer. Polarisatorer bygger som regel på en av de fire følgende fysiske effekter: selektiv absorpsjon, refleksjon, refraksjon eller dobbeltbrytning som går inn i en ikke-symmetrisk prosess.

Absorpsjonspolarisatoren

Absorpsjonspolarisatoren er blant de enkleste polarisatorene. Den består i prinsippet av et gitter av ledende tråder. Enkelt sagt virker den slik at E -felt-komponenten langs trådene blir kortsluttet av ledningelektronene i tråden og kun E -felt-komponenten tvers på trådene består. Dette foregår ved at E -felt-komponenten langs trådene setter opp oscillerende elektronstrømmer langs trådene. Disse strømmene genererer en reflektert bølge som er lineærpolarisert langs trådretningen. P.g.a. 180° fasedreining i refleksjonen vil den reflekterte bølgen interferere destruktivt med den komponenten av den innkommende bølge som er parallell med trådene. Denne komponenten stoppes derfor av filteret. Transversalkomponenten passerer uhindret forutsatt at tykkelsen på trådene er vesentlig mindre enn bølgelengden til strålingen.

Polaroidsolbrillen er et eksempel på en vanlig brukt absorpsjonspolarisator. Polaroid består av et tynt lag med lange, ensrettede hydrokarbonkjeder. Hver kjede har frie elektroner som kan bevege seg langs kjeden. De kan slik lede strøm i lengderetningen. Det er også mulig, men vanskelig, å lage polaroidfilter for lys av parallelle ledere i metall, et slikt filter må ha omtrent 2000 striper per mm.

⁶Etter J.B. Gunn som oppdaget Gunneffekten tidlig på 1960-tallet.

⁷Etter Walter Schottky, 1886-1976, tysk fysiker. Elev av Max Plank ved Universitetet i Berlin. Universitetslærer i Wurzburg og Rostock 1920-27. Forsker ved Siemens AG fra 1927 til sin død 90 år gammel. Kjent for en rekke rekke effekter som alle bærer hans navn og er knyttet til tekniske anvendelser.

4 Beregningsoppgaver

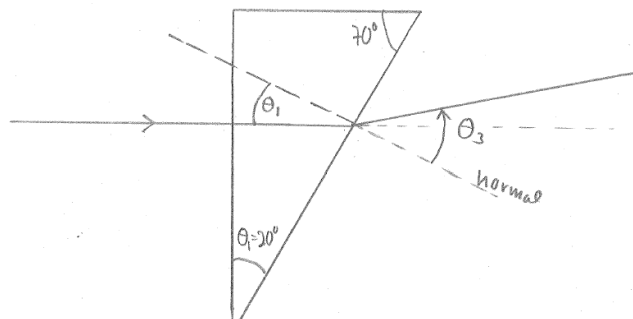
1. Beregn inntrengningsdybden δ i aluminium for 10,525 GHz mikrobølgestråle

TIPS: Inntrengningsdybden for elektromagnetisk stråling er avhengig av frekvensen ω gjennom formelen $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\sigma\mu}}$. Aluminium er paramagnetisk med magnetisk susceptibilitet $\chi_m \approx 2,3 \cdot 10^{-5}$ og ledningsevne $\sigma \approx 4,3 \cdot 10^7$ S/m. Siden $\mu = \mu_0(1 - \chi_m)$ kan du trygt sette $\mu \approx \mu_0$.

2. Hvilke konklusjoner trekker du av resultatet angående gjennomsiktigheten til aluminium ?

Et prisme av polystyren med relativ permittivitet (dielektrisitetskonstant) $\epsilon_r = 2,6$ er satt opp i en mikrobølgestråle som vist i figur 3.

3. Beregn refraksjonsvinkelen for prismet.



Figur 3: Refraksjon i et prisme

4. Hvordan tror du absorpsjonspolarisatoren vil virke når frekvensen til strålingen blir meget høy?

TIPS: Tenk på hvordan mobiliteten til elektronene vil forandre seg med frekvensen. De har masse og treghet!

Figur 1 viser skjematisk et dobbeltspalteeksperiment (Youngs eksperiment) hvor to 10,525 GHz mikrobølgestråler fra spalter i en avstand av 7,5 cm interfererer.

5. Beregn avbøyningsvinklene for første og andre sidemaksimum i dette oppsettet.

En 10,525 GHz mikrobølgestråle blir reflektert fra en enkel kubisk gitterstruktur (dvs. Bragg-diffraksjon) av 10 mm stålkuler med gitterkonstant $d = 4$ cm.

6. Beregn de 2 laveste ordens refraksjonsvinkler for konstruktiv interferens.

5 Eksperimenter

5.1 Apparatur

- **Mikrobølgesender** Pasco Scientific 003-04319; 230 V / 9 V DC 200 mA spenningskilde. Lineærpolariserte mikrobølger genereres av en Gunndiode (ALPHA GOS2573) montert i en 10,525 GHz resonanskavitet med utgangseffekt lik 10 mW.
- **Mikrobølgemottaker** Pasco Scientific 003-04313; 2 x 9V alkaliske batterier. En Schottkydiode (IN9032) montert i en 10,525 GHz resonanskavitet detekterer mikrobølgens E -vektor-komponent i retning parallelt med diodeaksen.
- **Tilbehør** Pasco Scientific: Goniometer, komponentholdere, roterende bord, reflektorer, polarisatorer, plater, prismeform (20° , 70° og 90°) av isopor (ethafoam – et materiale som ikke bryter mikrobølgene vesentlig), simulert krystall.

5.1.1 Mikrobølgesenderen

Gunndioden er plassert inne i en resonanskavitet (et hulrom hvor bølger med frekvensen 10,525 GHz resonerer, forsterkes). Bølgene ledes ut fra kaviteten i et horn som gir retningsorientert mikrobølgestråle. Våre mikrobølger har et E -felt som svinger i en fast retning gitt av diodeaksen i senderen og er så ledes lineærpolariserte bølger.

MERK: Selv om effekten fra mikrobølgegeneratoren ligger godt innenfor på budte sikkerhetsmarginer er det en god regel aldri å se direkte inn i hornet på når avstand når senderen er på slått.

5.1.2 Mikrobølgemottakeren

Mikrobølgemottakeren består av en Schottkydiode plassert inne i en resonanskavitet. Bølgene ledes inn i kaviteten gjennom et horn. Dioden kan sees innerst til høyre i mottakerkaviteten. Dioden likeretter kun den komponenten av E -feltet som er parallell med dioden. Dette betyr at som regel bør sender og mottaker ha samme orientering under et eksperiment. Strømmen gjennom dioden vises på et meter. *Mottakerdioden er imidlertid ikke-lineær, så utslaget vil ikke være direkte proporsjonalt med hverken E -feltet eller irradiansen $I \propto E^2$, men legge seg på en mellomverdi.* Vi skal likevel kalle det vi registrerer for ”intensiteten”.

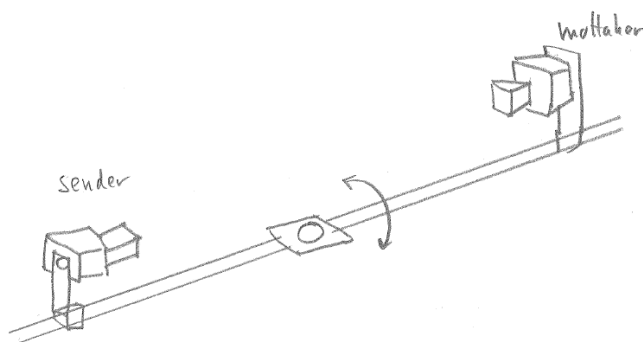
MERK: Meteret er kalibrert i horisontal stilling.

MERK: Under forsøkene må bordet holdes rent for gjenstander som ikke brukes i forsøket, da disse kan reflektere bølgene og på virke forsøket. Kroppen din er en av disse gjenstandene, så plasser deg selv med omhu.

5.1.3 Klargjøring av apparaturen

Slå mikrobølgesenderen på ved å koble spenningskilden til senderenheten og til nettspenning (230 V). Gjør deg kjent med apparaturen. Om nødvendig, kan følgende justeringsprosedyre brukes for å klargjøre mikrobølgemottakeren.

- Sett INTENSITY i stilling OFF og juster mottakerens orientering slik at meteret ligger horisontalt
- Sjekk at viseren peker på null. Juster eventuelt avvik med justeringskruen
- Sjekk at mikrobølgesenderen er slått av, sett INTENSITY i stilling 1X og juster så VARIABLE SENSITIVITY helt til høyre (maks. følsomhet)
- Lokaliser et lite hull under mottakertrakten. Stikk en liten skrutrekker gjennom hullet og juster potensiometeret til meteret viser så lite utslag som mulig
- Reduser VARIABLE SENSITIVITY



Figur 4: Oppsetting av sender og mottaker.

5.2 Polarisasjon

Som beskrevet gir mikrobølgesenderen ut en lineærpolarisert bølge og mottakeren er følsom for mikrobølger bare polarisert i en bestemt retning.

Etterprøv dette eksperimentelt ved å rotere sender og mottaker i ulike vinkler i forhold til hverandre og noter intensiteten ved ulike vinkler.

Tips til framgangsmåte:

- La sender og mottaker peke rett mot hverandre i en avstand på 50-70 cm.
- Juster mottakeren (ved "INTENSITY" og "VARIABLE SENSITIVITY") slik at viserutslaget er 1,0.
- Drei mottakeren f.eks. 10° , 20° , 30° , 60° og 90° i forhold til senderen og noter intensiteten.

I avsnitt 3.2 så vi at et polarisasjonsfilter for mikrobølger kan lages som et gitter av parallelle ledende staver.

Hvilken vei tror du at stavene i filteret skal peke i forhold til mikrobølgens polarisasjonsretning for å slippe mikrobølgene gjennom?

Etterprøv forventningene dine eksperimentelt.

Med denne kunnskapen er det i det følgende en enkel sak å etterprøve polarisasjonsretningen til en mikrobølge. Noter deg også orienteringen til hornet i forhold til polarisasjonsretningen, både for sender og mottaker.

En annen måte å raskt sjekke polarisasjonsretningen er som følger:

Still sender og mottaker mot hverandre med felles polarisasjonsretning. Før inn en metallplate i strålen med flate parallelt med stråleretningen. Først still plata parallelt med polarisasjonsretningen og så normalt på polarisasjonsretningen.

Hva observerer du og hvordan kan du forklare dette?

Med disse observasjonene har du formodentlig lært at polarisasjonsegenskapene er viktige i den videre gang av eksperimentet. Måleresultatene kan bli vidt forskjellig om polarisasjonsretningen endres.

5.3 Intensitet for ulike avstander

For en punktkilde vil utsendt intensitet avta med R^2 , der R er avstanden fra kilden.

Etterprøv dette for mikrobølgesenderen ved å måle intensiteten for ulike avstander R sender-mottaker.

Innstill til målerutslag lik 1,0 ved f.eks. avstand $R = 40$ cm og noter utslaget for hver 10 cm økende avstand opp til 100 cm. Avstand fra ytterkant av åpningen på hornet til henholdsvis Gunndioden og Schottkydioden er henholdsvis 13,1 cm og 12,3 cm.

5.4 Intensitet for ulike retninger

For en punktkilde vil utsendt intensitet være lik i alle retninger. Gunndioden og hornkonstruksjonen sender strålen fokusert i foroverretning.

Analyser stråleintensiteten i ulike retninger 0° , 10° , 20° (så langt du får måleresultat) til begge sider. Hold senderen fast og roter mottakeren på goniometeret.

Er strålen sterkest i direkte foroverretning ($\theta = 0$)?

5.5 Transmisjon

I beregningsoppgavene i avsnitt 4 fant du bl.a. verdi for inntrengningsdybden for 10,525 GHz mikrobølger i aluminium.

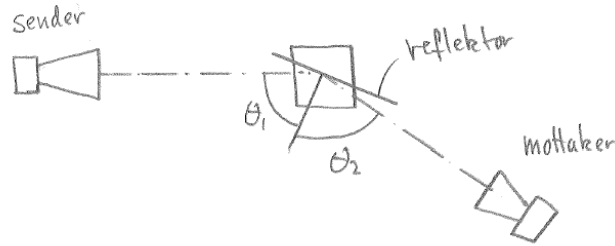
Forventer du, når du har resultatene fra disse beregningene i tankene, at noe av mikrobølgen fra mikrobølgesenderen vil kunne penetrere de 1 mm tykke stålplatene eller den 1/100 mm tykke aluminiumsfolien som er utlagt?

Etterprøv forventningene dine eksperimentelt. Sjekk også transmisjonen i den tykke plata av plast.

Drøft hvilke konsekvenser resultatene har for skjerming av elektromagnetisk stråling (radiostøy). Hvor tykk må skjermingen være?

5.6 Refleksjon

En oppstilling med en metallplate på det roterende midtbordet er vist i figur 5.



Figur 5: Oppstilling for refleksjonsmåling.

Etterprøv refleksjonsloven. Bruk ulike innfallsvinkler $\theta_1 = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$ og 80° og finn ved hvilken refleksjonsvinkel θ_2 intensiteten er maksimal for disse ulike innfallsvinkler.

Hvilken innvirkning får den direkte (ikke reflekterte) strålen for disse ulike vinklene? Er det noen forskjell om du bruker vertikalpolarisert eller horisontalpolarisert stråle? (Sjekk ved et par vinkler).

5.7 Stående bølger. måling av bølgelengde

Når to bølger møtes i rommet vil de interferere. Hvis to bølger med samme frekvens møtes (motsatt retning) vil de danne en stående bølge. Noder (knutepunkt) vil dannes i avstand $\lambda/2$ (halve bølgelengder).

Mikrobølgehornene er ikke perfekte kollektorer. De fungerer også delvis som reflektorer, slik at strålingen ut fra senderen reflekteres fram og tilbake mellom senderhornet og mottakerhornet. Dersom avstanden mellom sender og mottaker er et helt antall av halve bølgelengder (dvs. $R = n \cdot \lambda/2$, der n er et heltall), vil reflektert bølge vær i fase med utgående, og det oppstår en stående bølge. Mellom nodene vil da den målte intensiteten kunne blir større enn når kravet til stående bølger ikke er oppfylt. Og i nodene blir intensiteten lavere.

Sjekk om du finner noder og dermed stående bølger. Finn herfra bølgelengden for strålen. Hvordan stemmer denne med oppgitt frekvens for mikrobølgen?

Tips til framgangsmåte:

- Sett opp sender og mottaker mot hverandre så nærme som mulig (ca 40 cm) og innstill utslaget til ca. 1,0.
- Trekk mottakeren langsomt utover og merk deg om/hvordan utslaget varierer.
- Noter ned posisjonen for mottakeren ved minimum. For å få nøyaktig måling finn 11 noder (minimum) og noter ned avstanden mellom disse. Estimer på dette grunnlag bølgelengden for mikrobølgen.

5.8 Refraksjon

Ved hjelp av prismeformen kan du lage et 20° - 70° - 90° -prisme av styrenbiter. I beregningsoppgavene i avsnitt 4 brukte du Snells lov for å beregne refraksjonsvinkelen fra et slikt styrenprisme ut fra gitt permittivitet for styren.

Etterprøv disse beregningene eksperimentelt.

Tips til framgangsmåte:

- La prismeformen først være tom, plasser den på det roterende bordet, roter prismeformen og gjør deg opp en mening om hvor mye isoporformen i seg selv forstyrrer målingene pga. absorpsjon, refleksjon eller brytning av mikrobølgestrålen.
- Fyll så prismet med styrenbiter og still prismet opp slik at mikrobølgen treffer normalt på prismets ene side som vist i Fig. 3. Det blir da ingen brytning ved første flate og innfallsvinkelen $\theta_1 = 20^\circ$. Juster plasseringen av prismet slik at den siden av priset (formens innerside) hvor strålen brytes er rett over pivoten for mottakerrotasjonen.
- Finn refraksjonsvinkelen θ_3 .

Tror du at det spiller noen rolle at du i eksperimentet brukte polystyrenbiter i stedet for massivt polystyren? (Husk at når det kommer til stykket består alt fast stoff av små partikler og relater dette til den størrelsen som bestemmer lengdeskalaen i eksperimentet!)

5.9 Youngs dobbeltspalteeksperiment

I beregningsoppgavene i avsnitt 4 beregnet du bl.a. avbøyningsvinklene i Youngs dobbeltspalteeksperiment.

Etterprøv disse beregningene eksperimentelt.

Tips til framgangsmåte:

- Sett opp utstyret med den lange magnetholderen plassert på rotasjonsbordet. Sett opp tre metallplater slik at det blir to smale spalter å ca 1,5 cm med en smal plate (6 cm) mellom. Vær nøyaktig slik at oppstillingen blir symmetrisk.
- Bruk vertikalpolarisert stråle.
- Still sender og mottaker på linje og flytt mottakeren langs armen til du får maksimalt utslag (variasjonen skyldes stående bølger som du har funnet ut). Juster slik at måleavlesning er 1,0.
- Roter mottakerens vinkelbein og les av intensiteter og vinkler for maksimumsutslag. Du må nok justere følsomheten underveis for å få nøyaktige verdier.

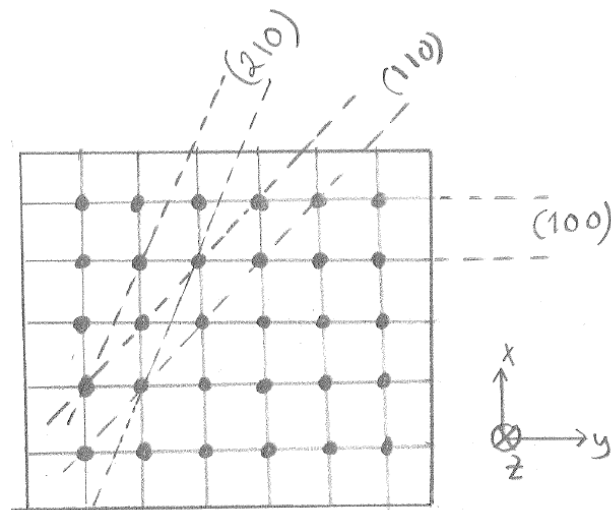
5.10 Braggdiffraksjon - måling av gitterkonstant

I beregningseksempel i avsnitt 4 beregnet du refleksjonsvinklene for konstruktiv interferens av 10,525 GHz mikrobølger fra et gitter av stålkuler med gitt gitterkonstant. Omvendt kan du fra måling av refleksjonsvinklene for konstruktiv interferens finne gitterkonstanten.

mål gitterkonstanten for et gitter av 10 mm stålkuler i enkel kubisk struktur v.hj.a. Braggdiffraksjon.

Tips til framgangsmåte:

- Still sender og mottaker på rett linje. Sett gitteret på det roterende bordet, roter gitteret og legg først kvalitativ merke til hva som skjer.
- Undersøk så (1,0,0)-planene



Figur 6: Skisse av tre av refleksjonsplanen gitt ved Millerindeksene.

- Plasser krystallen slik at $(1,0,0)$ -planene er parallelt med linjen mellom sender og mottaker ($\theta = 0$).
- Roter krystallen en vinkel ϕ som tilsvarer **forventet refleksjonsvinkel** (ifølge regneoppgavene) for konstruktiv interferens av laveste orden og roter mottakeren gjennom en vinkel 2ϕ .
- Vinkelavlesningen på apparaturen er noe usikker, så du må søke ut reflektert bølge (maksimum intensitet) ved å bevege mottakeren litt rundt 2ϕ .
- Gjenta prosedyren for neste ordens refleksjonsvinkel.
- Bruk de vinklene ϕ som gir maksimal refleksjon til å regne ut gitterkonstanten.

mål gitterkonstanten for gitteret med skyvelære eller linjal. Stemmer dine resultater?

Prøv å måle veiforskjellen i gitteret ved maksimum. Er den et helt antall bølgelengder?

så langt du har tid, studer refleksjon fra fritt valgte andre gitterplan, f.eks. $(1,1,0)$ eller $(2,1,0)$.

5.11 Avslutning.

- Diskuter i gruppa di hva du har lært av disse eksperimentene.
- Rydd opp og forlat arbeidsplassen enda mer ryddig enn du fant den, spesielt:
- Trekk ut strømtilførselen til senderen,
- slå av den batteridrevne detektoren (ellers må neste gruppe skifte batteri!)