Obligatorisk innlevering 1 i TEK4010 (OBLIG 1)

Optikk og lys

Av Furkan Kaya

Problem I:

a)

Som relevant bakgrunnsinformasjon bør det nevnes at lys er en elektromagnetisk bølge. En underliggende antagelse for at to lysstråler ikke påvirker hverandre (som i for eksempel interferens) er at strålemodellen er gjeldende. Dette er en modell som er et såkalt begrensende tilfelle for bølgepropagasjon hvor bølgelengden nærmer seg null. Når bølgelengder blir så små, så blir bølgen en plan bølge og oppfører seg derfor som en stråle.

Siden vi ovenfor har påpekt at det er snakk om en harmonisk elektromagnetisk plan bølge i y-plan (eller et plan, men vi bruker y som eksempel fordi det er det som brukes i pensum), er ligningen for lysstrålen:

$$E_y = E_{0y} \cos(kx - wt)$$

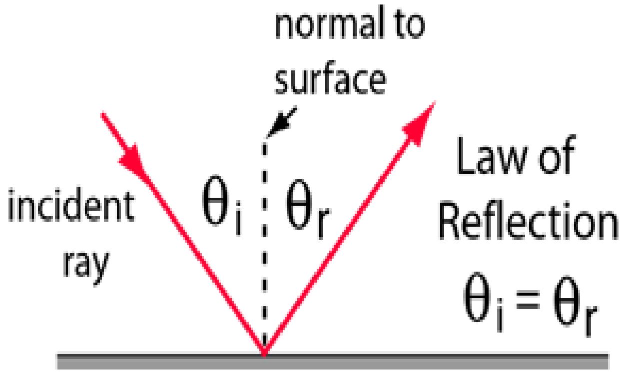
Det påfølgende magnetiske feltet er da gitt av:

$$B_z = \frac{1}{c} E_y$$

Disse underliggende antagelsene er nødvendige for å oppnå en situasjon hvor to lysstråler kan krysse hverandre uten å påvirke hverandre. Men en rent formell definisjon er at mediet som lyset propagerer i må være lineært.

b)

En lysstråle som blir sendt på en reflekterende overflate, gir en refleksjon som er like stor som den inciderte vinkel. Her refererer jeg til figur 1, som også omtales som refleksjonsloven.



Figur 1: viser hvor reflekterende lysstråle gir refleksjon med like stor vinkel som den inciderte vinkel

Selve refleksjonsloven har sin basis i Fermats prinsipp. Fermats prinsipp er at lys følger banen for minst tid, eller kortest optisk lengde. Ettersom det er lysfotoner det er snakk om, så er lysfarten konstant. Det gir da at minimumstiden bare blir den optiske lengden.

Vi har da at den optiske lengden er gitt av:

$$L = \int_{P1}^{P2} n \, ds,$$

$$hvor \; ds = distansen \; lyset \; beveger \; seg \; og \; n = refraktiv \; indeks$$

Når det gjelder vann, så er vann en glatt overflate slik at vi får lik vinkel ved incidert og reflektert lysstråle. Det gir da at L for observatøren er fra toppunktet til incidert og reflektert bølge på figur 1. Av det ser vi at etter hvert som sjøen beveger seg og lys treffer det og blir reflektert mot observatøren, så får vi forskjellige optiske lengder fra «hver bølge» og til øyet til en observator. Det gir bildet vi ser i oppgaveteksten.

c)

Jeg vil her referere til figur 17 i professor Skauli sine forelesningsnotater. I henhold til den, så kan solid vinkel på 4π steradianer på en enhetssfære omringe observatøren helt. Hvis lampen (her da Sola) går nærmere havbølgen, vil vinkelen øke. Men siden Solas avstand er så stor at den kan regnes som nesten uendelig vil dette ikke skje. Steradianen kan da nesten regnes som konstant.

Problem II:

a)

En polariserer lar altså lys med en viss polarisasjon slippe gjennom, mens lys med en annen polarisasjon blir blokkert. I denne oppgaven er da snakk om felt som er orientert slik at det er mellom vinkel 0 og π langs x-aksen. Elektronfluksen som kommer igjennom kan sies å være gitt av:

$$\bar{S} = \frac{1}{2} c\epsilon_0 \, E_i^2 \cos^2 \theta$$

Siden vi skal finne total mengde fluks i hele det nevnte intervallet og ettersom c og ϵ_0 er konstanter, mens E er gitt av φ_0, gir det oss at vi integrerer $\bar{S}$ over intervallet. Det gir oss svaret:

$$\bar{S} = c\epsilon_0 \varphi_0^2$$

b)

Vi har i denne oppgaven to polarisere. Vinkel = 0 gir maks fluks og dette blir uttrykt gjennom:

$$\bar{S} = S_0 \cos^2 \theta$$

Hvor S_0 er den inciderte fluks fra forrige polariserer. Det gir oss da:

$$\bar{S} = \frac{1}{2} c\epsilon_0 \varphi_0 \cos^2 \theta' * \cos^2 \theta$$

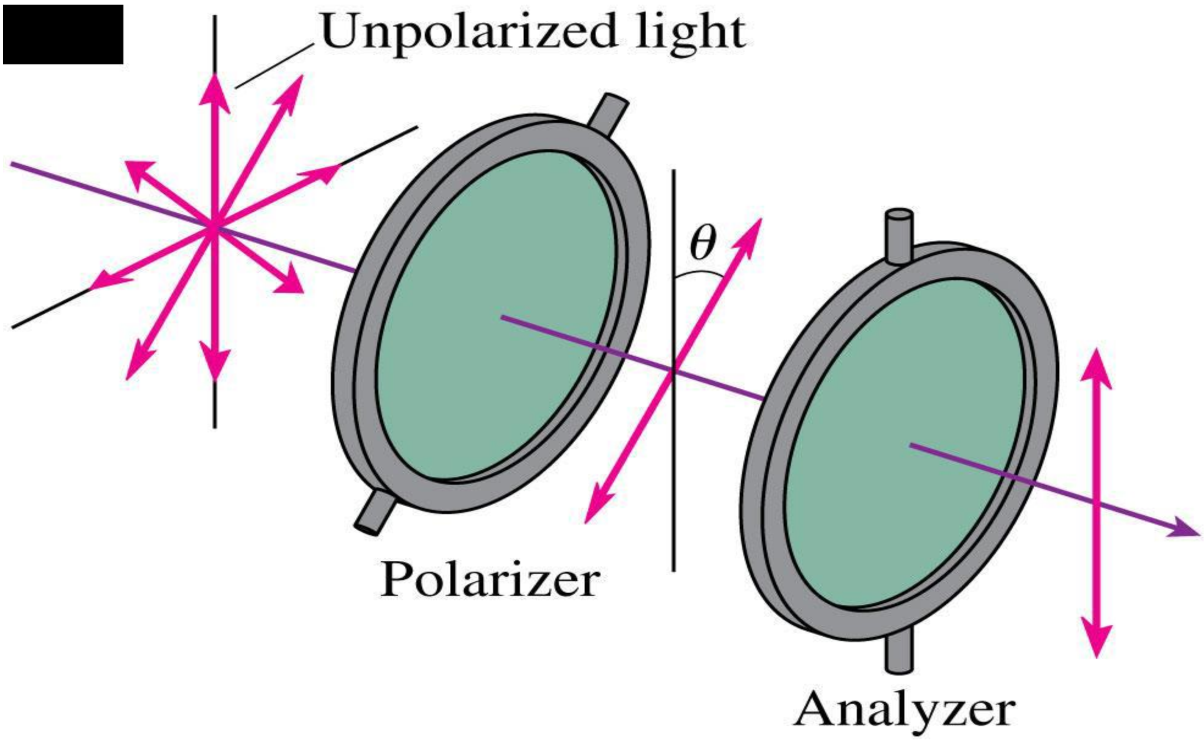
Dette blir til slutt for transmitter stråle:

$$\bar{S} = \frac{1}{2} c\epsilon_0 \varphi_0 \cos^4 \theta'$$

c)

Ut ifra det jeg har vist, så virker det ikke rart i det hele tatt. Dette er fordi polariserer 1 blir fastsatt. Og det i en vinkel som gir maksimum fluks. Da har vi et tilleggs polariserer 2 som ikke har en grense oppgitt i intervallet.

Når vi skal forklare det som oscillerende dipoler i en polariserer har vi at elektriske felt i upolarisert lys oscillerer i alle retninger (som sett i figur 2).

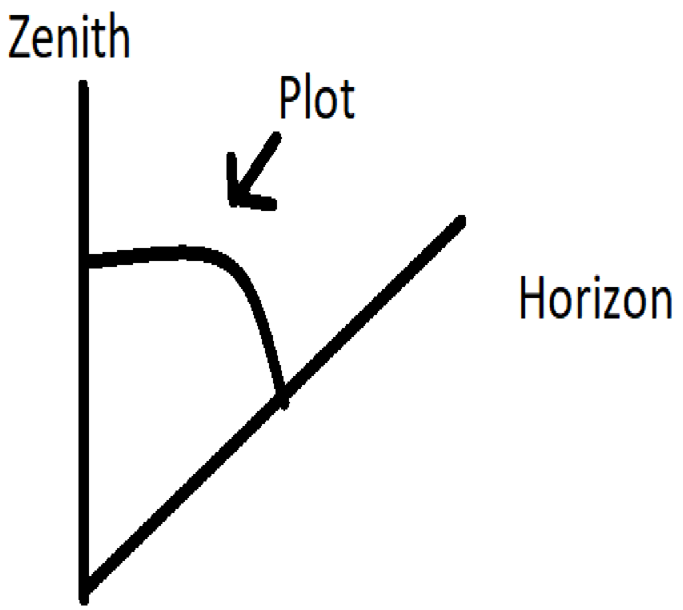


Figur 2: viser en lysstråle med to polariserere. Først går lysstrålen igjennom en polariserer, før den går igjennom den andre

Mens i en retning oscillerer den i den retningen. Kun komponenten E perpendikulær til dipolene er transmittert. Dipolene oppnår da først sin fluks igjennom polarizer, før den flyter igjennom analyzer med vinkel = 0, som tilsier at det når sin maksimale fluks.

Problem III:

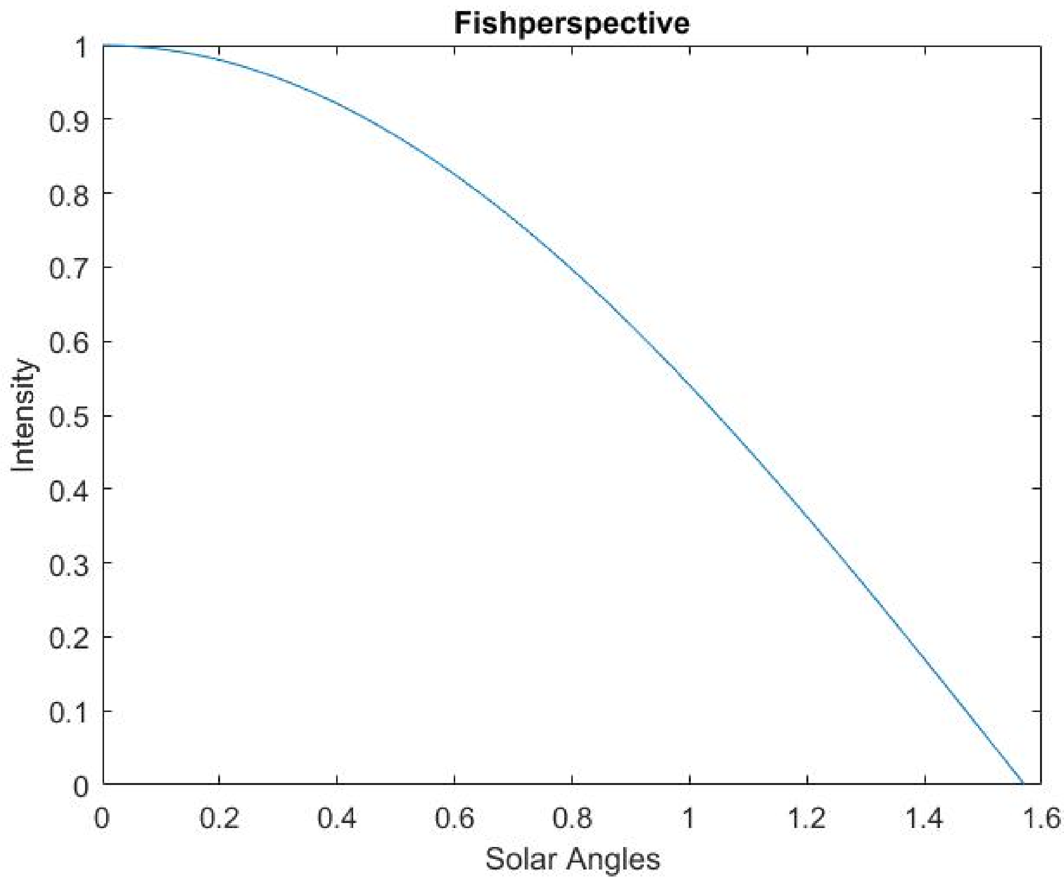
a)



Figur 3: viser plot laget i Paint av angle of arrival of sunlight and solar angle

Figur 3 viser hvordan plottet med angle of arrival of sunlight og solar vinkel ser omtrentlig ut. Jeg laget denne i Paint fremfor mer komplekse programmer ettersom det ikke var nødvendig å komplisere oppgaven ytterligere. For sikkerhets skyld: Horizon er oppgitt som 45 grader vinkel.

b)



Figur 4: viser Intensiteten inn i vannet som funksjon av solar vinkler sett fra fisken

Figur 4 viser intensiteten i vannet som funksjon av solar vinkel ut i fra fiskeperspektiv. Koden følger nedenfor.

```
x = linspace(0,pi./2);
y = cos (x);

plot(x,y);
xlabel('Solar Angles');
ylabel('Intensity');
title('Fishperspective');
```

c)

Vi skal lage et plot som heter for degree of polarization (DOLP) og som er basert på ligningen:

$$DOLP = \frac{|I_s - I_p|}{I_s + I_p}$$

Hvor I_s = perpendikulær intensitet (også kalt for transverse-magnetisk) og I_p = parallell intensitet (også kalt for transverse-elektrisk). I tillegg har vi igjen den relevante ligningen:

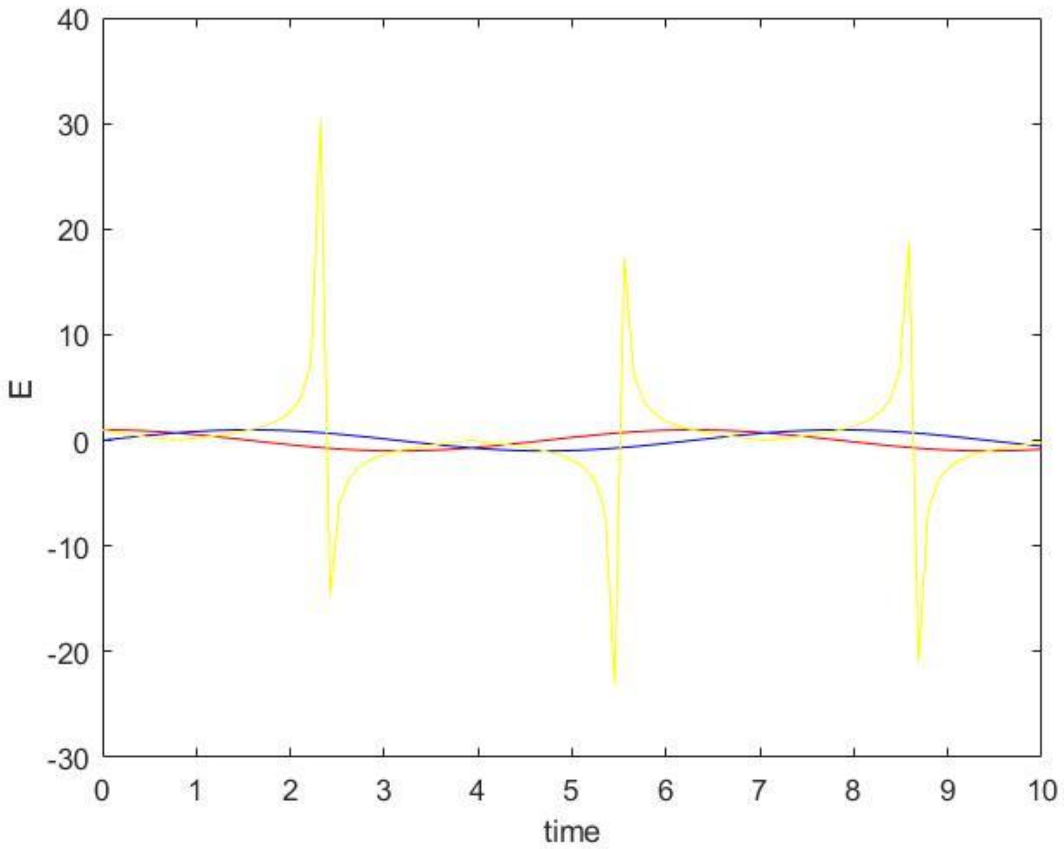
$$E = E_{x0} \cos\ (wt + \phi_x) + E_{y0} \cos(wt + \ \phi_y)$$

Og som igjen $E_{x0} = 0$ gir vertikalt polarisert (eller perpendikulært om man vil), mens $E_{y0} = 0$ gir horisontalt polarisert (eller parallelt). Dette gir oss grobunn for en kode. Vi har også tilfeller hvor $E_y = E_x$, men samtidig har en faseforskjell på $\frac{\pi}{2}$. Fra det blir det da:

$$E_x = E_0 \cos\ (wt)$$

$$E_y = E_0 \cos\ (wt + \frac{\pi}{2}) = E_0 \sin\ (wt)$$

Vi får da figur 5 med en påfølgende kode på slutten.



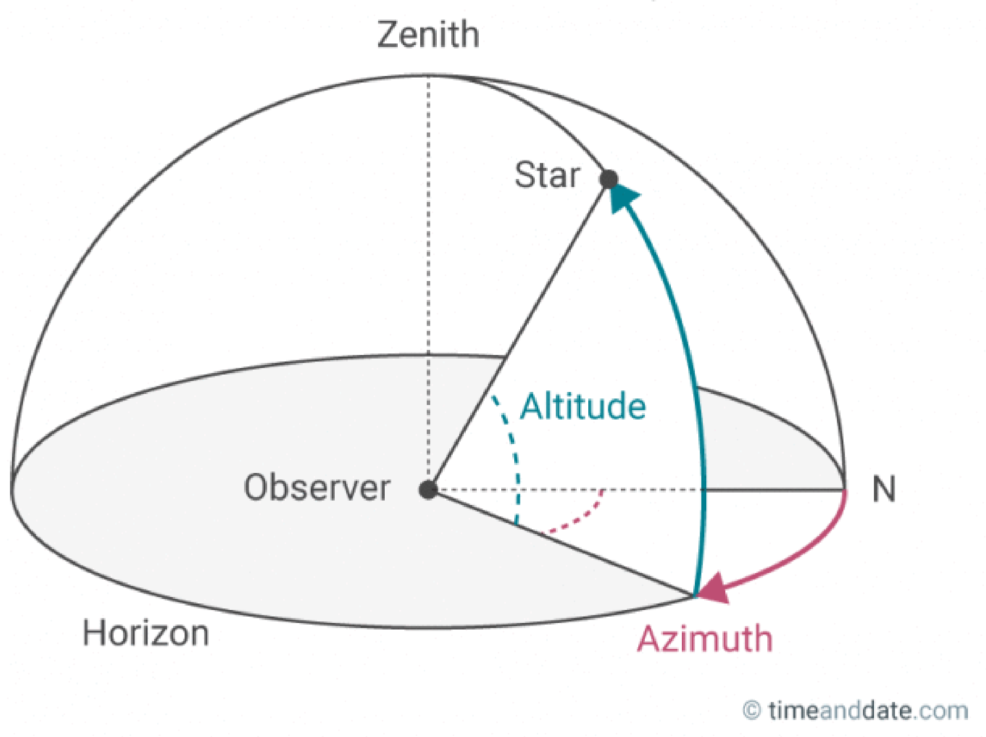
Figur 5: gult er p og s lagt sammen, mens blått og rødt representerer henholdsvis p og s

Ettersom jeg ikke benyttet meg av veiledning, så er jeg usikker på om figur 5 er helt korrekt. Men gult er graden av polarisasjon, mens blått og rødt representerer henholdsvis p og s i første formel i oppgaven.

```
t = linspace(0,10);

%setter w = 1;

Ex = cos (t);
Ey = sin (t);
E = (abs(Ex - Ey))./(Ex + Ey);

plot(t,Ex,'r', t,Ey,'b', t, E,'y');
xlabel('time');
ylabel('E');
```

d)

Her benytter jeg meg av en figur fra Internett fordi det virker troverdig.



Figur 6: fra Internett som gir alle faktorer etterspurt i teksten

e)

Jeg antar at den refraktive indeksen må tas hensyn til. Med en refraktiv indeks på 1.33 så bryter som en kjent en del av lyset. I tillegg stopper en del av lyset i atmosfæren.

Hvis jeg skal beskrive det spektrumet som faktisk når fisken, må jeg ta hensyn til at mye lysspekteret blir absorbert av sjøen. Hovedfargene i 400 nm til 700 nm er rødt, blått og gult. Rødt og gult blir absorbert fort, mens blått blir igjen ganske lenge og gir fargen til vannet. Vi får da et annet spekter sammenlignet med det tradisjonelle black-body spekteret sett på 5800 K.

Hecht Problem 4.19 (muligens feil bok?):

Vi skal finne den refraktive indeksen til materialet. Vi bruker da Snells lov gitt av:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

$$1 * \sin(50) = n_2 \sin(30)$$

$$n_2 = \frac{\sin(50)}{\sin(30)}$$

$$n_2 = 1.532$$

Den refraktive indeksen til materialet er da n = 1.532.

Hecht Problem 4.22:

Før jeg begynner å løse problemet vil jeg legge vekt på et par problematiske aspekter ved oppgaven. Det første er at vi mangler en bredde/lengde for glasset. I tillegg mangler vi en refraktiv indeks for glasset. Til hjelp hadde også en verdi på D vært.

Vi bruker Snells lov igjen. Det gir oss:

$$\sin \theta_1 = n_g \sin \theta_2$$

Og antar at de to vinklene er like. Da har vi at:

$$\theta = \arcsin(n_g)$$

Videre bruker vi vinkelen til:

$$\tan\theta = \frac{x}{D}$$

Hvor x blir sluttavstand.

Hecht Problem 4.38:

Vi skal finne et uttrykk for den laterale forflytningen gitt av a.

$$n_1 \sin\theta_i = n_2 \sin\theta_t \;\; og\ at\ \theta_t = \;\theta_i{}'$$

$$n_1 \sin\theta_i' = n_1 \sin\theta_t{}'$$

$$n_1 \sin\theta_t' = n_1 \sin\theta_i \;\; og\ at\ \theta_i = \;\theta_t'$$

Av dette får vi da:

$$\cos\theta_t = d\,\sqrt{AB}$$

$$\sin(\theta_i - \theta_t) = a\sqrt{AB}$$

$$\sin(\theta_i - \theta_t) = \frac{a}{d}\cos\theta_t$$

$$a = (d\sin(\theta_i - \;\theta_t))/(\cos\theta_t)$$

Hechts Problem 4.39:

Grunnet tidsmangel vil jeg gjøre dette kvalitativt. Her peker jeg på at bølgelengdene er så små at de kan karakteriseres som plane bølger. Det at de er planare og platen er transparent (liten refraktiv indeks slik at det ikke blir noen bryting) gjør at det er høyst sannsynlig at strålene er parallelle når de propagerer ut av materialet.

Problem IV:

Etter samråd med professor Skauli har jeg tenkt å skrive om hvordan lys kan brukes i en kvantedatamaskin. Rent spesifikt heter oppgaveteksten min: Optikk og valg av interferometer for å skape en lineær optisk kvantedatamaskin. Det finnes over 20 teoretiske metoder for å lage en kvantemaskin, som for eksempel ved bruk av elektroner. Jeg har valgt å fokusere på bruk av fotoner. Et utkast av oppgaven kommer om noen dager (som avtalt med Skauli).