

Lysspredning



Hensikt

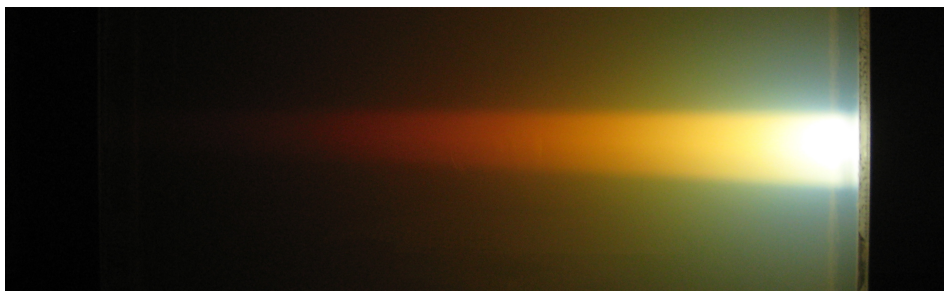
Laboppsettet vist på bildet er kjent under navnet 'lysspredning', eller også det mer kreative 'hvorfor himmelen er blå og solnedgangen rød'. Hensikten med oppsettet er å se hvordan de ulike frekvenskomponentene til hvitt lys spres når lyset sendes inn mot en løsning som består av finfordelte små partikler suspendert i vann. Dette er en etterligning av hvordan sollys spres i jordas atmosfære. I atmosfæren er det da ulike molekyler som utgjør de finfordelte partiklene.

Bakgrunnsteori

Når man befinner seg på jordoverflaten på en klar dag så vil himmelen, som de fleste har observert, se blå ut. Skulle du imidlertid være så heldig å finne deg på den lyse siden av månen på en månedag, vil derimot himmelen være beksvart som en klar, mørk nattehimmel sett fra jorda. Grunnen til at daghimmelen sett fra månen og fra jorda er så forskjellig, er at jorda har en atmosfære, mens månen ikke har det. Vi skal se litt nærmere på hva det er som skjer når lys fra sola treffer jordas atmosfære.

Teorien vi skal se på kalles gjerne for Rayleigh-spredning. Spredning av elektromagnetisk stråling skjer i hovedsak på materialers elektroner. Når spredningen er elastisk og skjer på elektroner som kan regnes som frie, kalles dette for Thomson-spredning. Når elektronene derimot er bundet, blir spredningen kalt Rayleigh-spredning, dersom utstrekningen til partiklene som lyset spres på, er mye mindre enn lysets bølgelengde. Denne formen for spredning av lys er også elastisk.

Spredningstverrsnittet σ_R for Rayleigh-spredning er proporsjonalt med $1/\lambda^4$, der λ er bølgelengden til det innkommende lyset. Spredningstverrsnittet har enheten m^2 , og vi kan si at spredningstverrsnittet er et mål på hvor sannsynlig det er at et innkommende foton spres på en gitt partikkel. Siden $\sigma_R \propto 1/\lambda^4$, ser vi da at spredningstverrsnittet for Rayleigh-spredning er større for kortbølget (blått, $\lambda \approx 400 \text{ nm}$) enn for langbølget (rødt, $\lambda \approx 700 \text{ nm}$) lys med omtrent en faktor 10. Når sollys eller annet lys bestående av flere frekvenskomponenter propagerer gjennom et Rayleigh-spredende medium, vil derfor de kortbølggede komponentene spres ut av den direkte strålen i større grad enn de langbølggede komponentene. Det spredte lyset domineres derfor av lilla og blått, mens det direkte lyset blir mer og mer rødt jo mer av det spredende medium strålen propagerer gjennom, inntil også det røde lyset tilslutt er spredt bort fra den innkommende stråleretningen.



Figur 1: Lysspredning i rektangulær boks.

Vi skal nå såvidt se på hvordan man klassisk kan komme frem til spredningstverrsnittet for spredning av elektromagnetisk stråling på bundne elektroner¹. Resultatet vi får kommer da også til å fortelle oss noe om retningsfordelingen til det spredte lyset. Vi ser på en planbølge som propagerer langs x -aksen, der $\vec{E}$ representerer det elektriske feltet:

$$\vec{E} = E_0 \sin(kx - \omega t) \hat{z} \quad (1)$$

Denne planbølgen treffer så på et bundet elektron i $x = 0$. Vi ser derfor heretter på feltet i $x = 0$, og ønsker å finne akselerasjonen til elektronet gitt kraften som det elektriske feltet utøver på elektronet. Siden det elektriske feltet er rettet langs $\pm \hat{z}$, vil elektronets bevegelse være i z -retningen, og vi kan derfor sette opp følgende differensialligning:

$$m_e \frac{d^2 z}{dt^2} + \gamma \frac{dz}{dt} + m_e \omega_0^2 z = -eE_0 \sin(\omega t) \quad (2)$$

Her er det første leddet på venstresiden lik elektronets masse ganger dets akselerasjon, og det andre leddet er et dempningsledd. Det tredje leddet på venstresiden er et uttrykk for kraften på elektronet fra resten av ladningene i atomet det er bundet til. Høyresiden er den elektriske kraften som elektronet føler som følge av feltet til den propagerende elektromagnetiske bølgen. Vi ser dermed at ligningen vår for elektronets bevegelse tilsvarende ligningen for en dempet, drevet oscillator, som er kjent fra Bølgefysikk og fra Matte4. Løsningen av den homogene ligningen vi sitter igjen med når vi ser bort ifra leddet på høyre side av ligning 2, kan vi da skrive som følger:

$$z_h(t) = \exp [(-\gamma/2m_e)t] (A \cos(\omega't) + B \sin(\omega't)) \quad (3)$$

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - (\gamma/2m_e)^2} \quad (4)$$

Den generelle løsningen av differensialligningen 2, er summen av den homogene løsningen $z_h(t)$ og en såkalt partikulærløsning $z_p(t)$. Vi kan finne et uttrykk for partikulærløsningen ved å anta på Matte4-vis at den har følgende form:

$$z_p(t) = a \cos(\omega t) + b \sin(\omega t) \quad (5)$$

Vi bestemmer de to ukjente koeffisientene a og b ved å sette inn den første- og den andrederiverte av $z_p(t)$ i ligning 2. Vi får da etter litt regning følgende uttrykk:

$$a = \frac{(eE_0/m_e)(\gamma\omega/m_e)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega/m_e)^2} \quad (6)$$

$$b = \frac{(-eE_0/m_e)(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega/m_e)^2} \quad (7)$$

¹Endel av stoffet i denne utledningen er ikke pensum i bølgefysikk. Dette gjelder for eksempel begrep slik som 'det differensielle spredningstverrsnittet'.

Den generelle løsningen av differensialligningen for elektronbevegelsen er altså $z(t) = z_h(t) + z_p(t)$. Hvis vi ser litt nærmere på uttrykket for $z_h(t)$ ser vi imidlertid at på grunn av eksponentialfaktoren, så vil bidraget til $z(t)$ fra dette leddet etterhvert dø ut. Vi regner derfor med at etter en viss tid t' , så kan vi neglisjere homogenløsningen og setter heretter at $z(t) = z_p(t)$. Vi skal videre anta at elektronet vårt tilsvarende et såkalt underdempet system, slik at $\gamma/m_e \ll \omega_0$. Her er ω_0 'egenfrekvensen' til elektronet. Fordi typiske atomære overganger emitterer elektromagnetisk stråling i røntgenområdet av det elektromagnetiske spektret, har vi at $\omega_0 \gg \omega$. Dermed blir $a \ll b$, slik at $z(t) \simeq b \sin(\omega t)$, hvor vi videre kan forenkle b til vi ender opp med følgende uttrykk:

$$z(t) = \frac{-eE_0}{m_e\omega_0^2} \sin(\omega t) \quad (8)$$

Vi har nå funnet en ligning som beskriver oscillasjonsbevegelsen som elektronet vårt i $x = 0$ oppnår på grunn av det elektriske feltet $E_0 \sin(\omega t)$. Vi vet at en oscillerende ladning emitterer elektromagnetisk stråling. Strålingen som emitteres fra det oscillerende elektronet er altså den spredte strålingen vår. Vi skal nå finne et uttrykk for den romlige fordelingen til denne strålingen. Dipolmomentet assosiert med det oscillerende elektronet kan uttrykkes som følger:

$$\vec{p} = -ez(t)\hat{z} = \frac{e^2E_0}{m_e\omega_0^2} \sin(\omega t)\hat{z} = p_0 \sin(\omega t)\hat{z} \quad (9)$$

Vi har dessuten at den utsendte effekten per romvinklelement $d\Omega$ er gitt via følgende ligning:

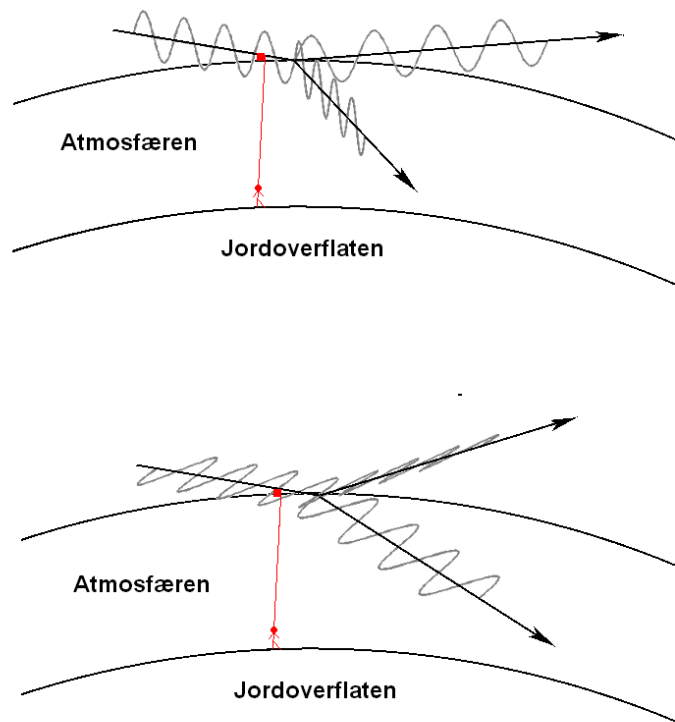
$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{\omega^4 p_0^2}{32\pi^2 \epsilon_0 c^3} \sin^2(\theta) \quad (10)$$

Her er ω vinkelfrekvensen til elektronets oscillasjonsbevegelse, og θ vinkelen mellom dipolaksen (altså z -aksen) og bølgevektoren $\vec{k}$ til strålingen emittert inn i romvinklelementet $d\Omega$. Det differensielle spredningstverrsnittet er gitt som $d\sigma_R/d\Omega = (dP/d\Omega)/|\langle u \rangle|$, der $|\langle u \rangle| = c\epsilon_0 E_0^2/2$ er den midlere energien til den elektriske komponenten av den innkommende bølgen som forårsaker elektronoscillasjonen. Når vi setter inn for p_0 i ligning 10 og deler på $|\langle u \rangle|$ får vi følgende uttrykk for det differensielle spredningstverrsnittet:

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{\omega^4}{\omega_0^4} r_e^2 \sin^2(\theta) \quad (11)$$

Her er $r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$ den såkalte klassiske elektronradien. Vi ser at det differensielle spredningstverrsnittet avhenger av polarvinkelen θ slik at maksimum nåes når $\sin(\theta) = 1$ og $\theta = 90^\circ$, mens minimum inntreffer når $\sin(\theta) = 0$ og $\theta = 0^\circ$ eller 180° . Videre ser vi at spredningstverrsnittet ikke er avhengig av azimuthalvinkelen. For å utlede den tidligere nevnte $1/\lambda^4$ -avhengigheten utifra ligning 11, er alt vi trenger å vite at $\lambda \propto 1/\omega$.

Vi kan videre si noe om polarisasjonen til lyset som spres. Vi tenker oss en situasjon der sollys treffer jordas atmosfære. Dette lyset har alle mulige polarisasjonsretninger normalt på stråleretningen, og er såkalt upolarisert. Lyset kan imidlertid dekomponeres i to perpendikulære polarisasjonstilstander, som vist på figuren under. Komponenten med det elektriske feltet som oscillerer oppover og nedover, vil da spres mest til sidene, mens komponenten som oscillerer sidelengs, spres mest oppover og nedover. På Figur 2 er det illustrert hvordan du på en klar dag hvor det ikke er store vann-, støv- eller forurensningspartikler i lufta, må se på himmelen langs en retning som danner 90° på de direkte solstrålene for å observere fullstendig polarisert himmellys.

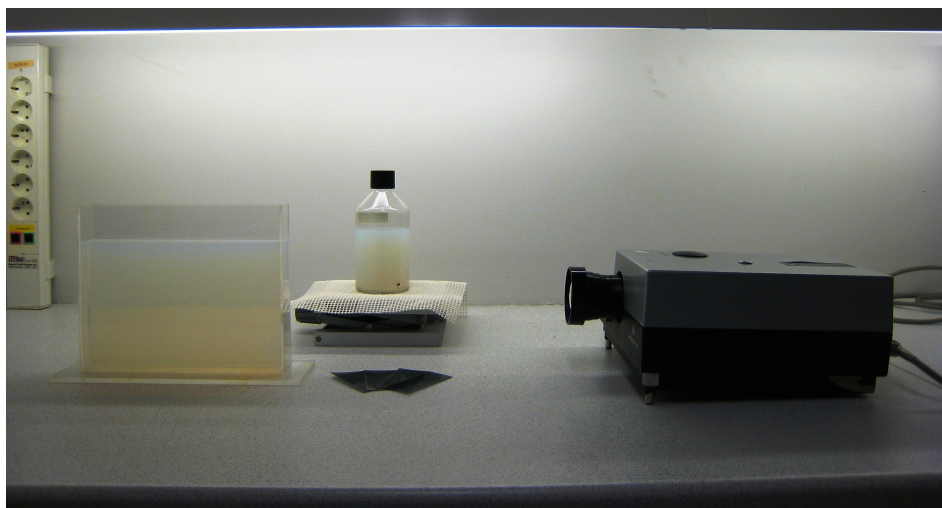


Figur 2: Spredning av lys i atmosfæren. Du må se med en vinkel som danner 90° med retningen til de direkte solstrålene for at lyskomponenten som oscillerer oppover og nedover (øverste bilde) skal være fraværende i himmellyset du betrakter.

Oppsett

Oppsettet for å observere spredning av hvitt lys på en løsning med finfordelte partikler suspendert i vann, består per høsten 2008 av følgende deler:

- Lysbildeapparat
- Glassflasker og rektangulær boks med ulike konsentrasjoner av Hagerty tepperens i vann
- En justerbar benkplate for flaskene
- En hvit vegg
- Et mørkt rom
- Noen polarisasjonsfiltre
- Et stort prisme



Figur 3: Oppsett for lysspredning.

Ting du kan prøve ut

Lysspredningen i dette oppsettet er som sagt en analogi til lysspredningen som skjer i jordas atmosfære. For å observere lysspredningen i dette oppsettet, plasserer du en av glassflaskene eller den rektangulære boksen med vann pluss små partikler i lysgangen til lysbildeapparatet, slik at det transmitterte lyset treffer en hvit vegg. Slå på lysbildeapparatet, slå av lyset i rommet og observer fargen på lyset som spres fra flasken samt fargen på lyset som treffer veggen.

Du kan bruke polarisasjonsfiltrene til å undersøke polariseringen til det spredte lyset. Se for eksempel på lysstrålen gjennom boksen med et polarisasjonsfilter som du dreier rundt til du klarer å slukke mest mulig av lyset. Merk deg retningen på polarisasjonsfiltret når du oppnår størst mulig slukkning. Du kan så prøve å plassere polarisasjonsfilteret foran utgangen på lysbildeapparatet, slik at lyset som treffer den spredende løsningen allerede er polarisert. Drei polarisasjonsfilteret og observer lyset fra løsningen.

Dersom du ønsker å nærmere undersøke hvordan løsningen i flaskene og i den rektangulære boksen sprer ulike lysfrekvenser, kan du plassere det store prismet i lysgangen mellom lysbildeapparatet og for eksempel den rektangulære boksen. Juster prismet slik at du får et veldefinert fargespektrum innfallende mot boksen, og sett boksen slik at lysgangen går gjennom boksens lange akse. Observer fargespektrumet du ser før og etter lyset har passert gjennom boksen.

Dersom du ønsker det, kan du blande ut nye konsentrasjoner av Hagerty i vann. Dette gjøres helst over en vask utenfor mørkerommet.