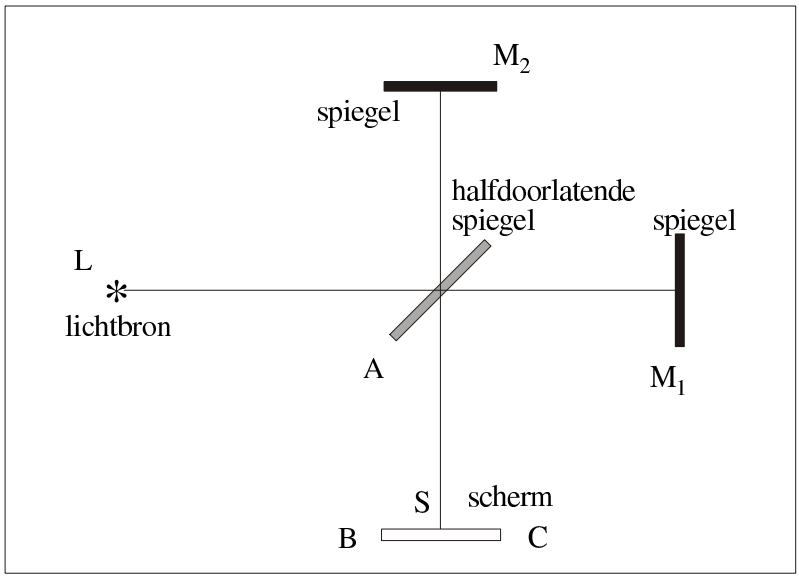
• 6.1 MICHELSON INTERFEROMETER

• Inleiding

Licht is te beschouwen als een stroom van **fotonen**, als een continue energiestroom langs een straal of als een elektromagnetische golf. In dit hoofdstuk wordt licht beschouwd als golf.
Wanneer verschillende lichtgolven gelijktijdig dezelfde ruimte doorkruisen, treedt **superpositie** op. Superpositie leidt, afhankelijk van plaats en tijd, tot amplitudes van nul tot maximaal de som van die van de afzonderlijke lichtbundels. De hiermee samenhangende intensiteitspatronen (interferentiepatronen) zijn met het oog waarneembaar als zo'n patroon niet afhangt van de tijd en alleen de plaats een bepalende factor is. Dit is het geval wanneer de lichtgolven afkomstig zijn van **coherente** lichtbronnen. Kenmerkend voor deze bronnen is het constant zijn van het faseverschil tussen de uitgezonden lichtgolven. Om zo'n bron te realiseren is een kunstgreep nodig. Eén zo'n kunstgreep is de van één bron afkomstige lichtbundel te splitsen in twee andere door middel van een semitransparante ofwel halfdoorlatende spiegel zoals dat gebeurt in de interferometer van Michelson (zie figuur 6.1).

Elke lichtgolf uit bron L wordt door de halfdoorlatende spiegel A in tweeën gesplitst. Eén deel gaat richting M_1, het andere richting M_2. Na terugkaatsing door de spiegels M_1 en M_2 worden de twee bundels opnieuw gesplitst door de halfdoorlatende spiegel. Uiteindelijk gaan er twee bundels richting scherm S. Op S ontstaat een **interferentie**patroon.
Vanuit het scherm gezien komen de lichtbundels uit de schijnbare lichtbronnen L_1 en L_2. Dit zijn de spiegelbeelden van L via A en M_1 respectievelijk M_2 (zie figuur 6.3).



Figuur 6. 1 Michelson Interferometer

a) ***Opdracht:*** *spiegelbeelden van L*
Maak in je labjournaal een schets van de Michelson interferometer met daarin aangegeven de schijnbare lichtbronnen L_1 en L_2. Schets de stralengang van de stralen die nog juist op het scherm vallen (in de punten B en C, volgens figuur 6.1).

- **Superpositie van twee lichtgolven**

Stel dat in een willekeurig punt P van het scherm S twee lichtgolven $y_1(t)$ en $y_2(t)$ **interfereren:**

$$\begin{aligned} y_1(t) &= a_1 \cos(\omega t + \varphi_1) \\ y_2(t) &= a_2 \cos(\omega t + \varphi_2) \end{aligned} \tag{6.1}$$

De resulterende amplitude $a_P = |y_P(t)|$ is af te leiden, bijvoorbeeld via complex rekenen:

$$\begin{aligned} \underline{y_P(t)} &= \underline{y_1(t)} + \underline{y_2(t)} \\ &= a_1 e^{i(\omega t+\varphi_1)} + a_2 e^{i(\omega t+\varphi_2)} \\ &= (a_1 e^{i(\varphi_1-\varphi_2)} + a_2) e^{i(\omega t+\varphi_2)} \end{aligned} \tag{6.2}$$

waaruit

$$\begin{aligned} a_P &= |y_P(t)| \\ &= \left|a_1 e^{i(\varphi_1-\varphi_2)} + a_2\right| \\ &= \sqrt{(a_1\cos(\varphi_1-\varphi_2)+a_2)^2 + a_1 \sin^2(\varphi_1-\varphi_2)} \\ &= \sqrt{a_1^{\,2} + a_2^{\,2} + 2a_1 a_2 \cos(\varphi_1-\varphi_2)} \end{aligned} \tag{6.3}$$

De **intensiteit** I van het licht is evenredig met het kwadraat van de amplitude. Ze is het grootst als het faseverschil gelijk is aan nul en het kleinst bij een faseverschil van π.

De interfererende bundels van de Michelson interferometer hebben in theorie dezelfde intensiteit en dus gelijke amplitude. Elke bundel is door de spiegel A één keer gereflecteerd en één keer doorgelaten.

Voor gelijke amplitudes $a_1 = a_2 = a$ en met $\varphi_1 - \varphi_2 = \delta$ is de intensiteit I:

$$\begin{aligned} I &= 2a^2(1+\cos\delta) \\ &= 4a^2 \cos^2(\frac{\delta}{2}) \end{aligned} \tag{6.4}$$

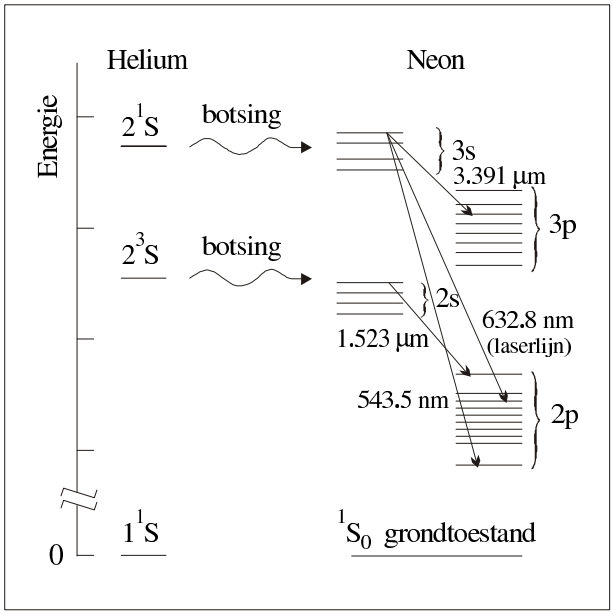
met $\delta = \dfrac{2\pi\,\Delta s}{\lambda}$, waarin Δs het weglengteverschil van de twee lichtgolven is, volgt:

$$I = 4a^2 \cos^2(\frac{\pi}{\lambda}\Delta s) \tag{6.4a}$$

• Lichtbron: een Helium-Neon laser

De lichtbron die we in de opstelling gaan gebruiken, is een **Helium-Neon laser.** De naam laser is ontstaan uit de samenvoeging van de beginletters van 'Light Amplified by Stimulated Emission of Radiation'. Het licht van zo'n bron wordt intens gemaakt door een methode die aangeduid wordt met **gestimuleerde emissie**. Dit is een vorm van wisselwerking tussen licht en materie. Andere vormen zijn absorptie en spontane emissie.
Beschouw de grondtoestand en één hogere energietoestand van een atoom of molecuul in een stralingsveld. De volgende processen zijn dan mogelijk:
1) absorptie van straling: vanuit de grondtoestand komt het atoom in een aangeslagen toestand (= de hogere energietoestand).
2) spontane emissie van straling: het atoom keert vanuit de aangeslagen toestand terug naar de grondtoestand. De emissie wordt spontaan genoemd, omdat het omgevende stralingsveld hierbij geen rol speelt.
3) emissie onder invloed van het omgevende stralingsveld: het atoom valt terug naar de grondtoestand onder uitzending van een foton dat niet onderscheidbaar is van het stimulerende foton. Er treedt een verandering op van 'een stimulerend foton én aangeslagen toestand' naar 'twee fotonen én de grondtoestand' waarbij de fotonen dezelfde richting, golflengte en fase hebben. Het omgevende stralingsveld is door die toevoeging dus versterkt.
Versterking door proces 3 staat echter op gespannen voet met verzwakking door proces 1. De kans dat een aangeslagen atoom volgens proces 3 vervalt is even groot als de kans dat een atoom volgens proces 1 aangeslagen wordt. Proces 3 zal daarom pas dán proces 1 overheersen, als het aantal atomen in de aangeslagen toestand groter is dan het aantal in de grondtoestand. Deze situatie wordt **inversie** genoemd.

In zogenaamde twee-toestanden systemen kan geen inversie optreden. Het aantal atomen in de aangeslagen toestand is hoogstens gelijk aan dat in de grondtoestand. In dat geval zijn absorptie en gestimuleerde emissie juist met elkaar in evenwicht. Inversie treedt pas op bij bepaalde ingewikkelder aanslagschema's.
In de aanslagschema's die hiervoor in aanmerking komen, spelen meerdere aanslagniveaus een rol en speelt de laserwerking zich af tussen twee niveaus daarvan, hier genoemd het bovenniveau en het onderniveau. Om te kunnen 'laseren' moet het bovenniveau een lange levensduur hebben. Het spontane verval (proces 2) van een atoom is in dat geval gering. De levensduur van het onderniveau moet daarentegen zeer kort zijn, zodat er altijd weinig atomen in deze toestand zijn. De grondtoestand is hiervoor ongeschikt. Laserwerking speelt zich dus af tussen hogere niveaus.



Figuur 6. 2 Energieschema van een Helium-Neon laser

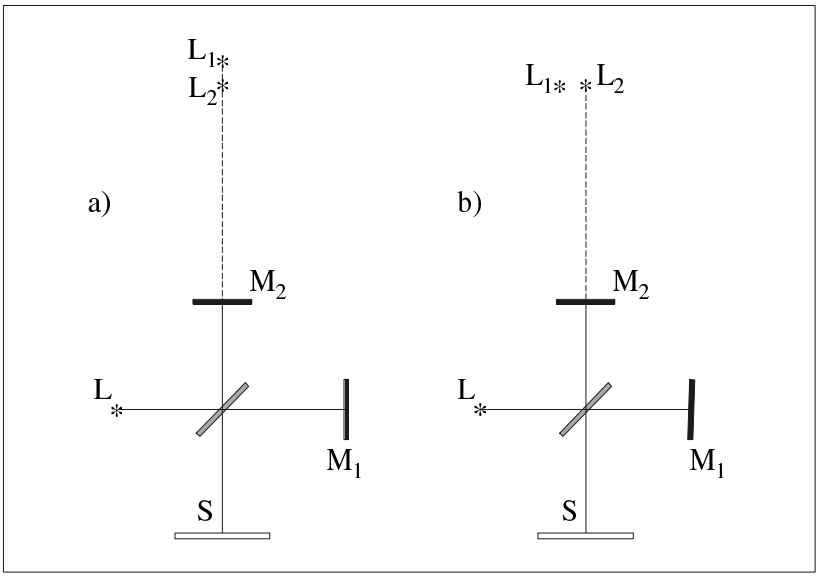
Bij de He-Ne laser is het Ne verantwoordelijk voor de laserwerking. Het bovenniveau wordt aangeslagen door botsingen met metastabiele He-atomen (zie figuur 6.2). Deze He-atomen zijn door een gasontlading via inelastische botsingen met elektronen in die metastabiele toestand gebracht. De energie van deze toestand is vrijwel gelijk aan de energie van

het bovenniveau van het Ne. Door botsingen tussen de aangeslagen He-atomen en de Ne-atomen, dragen deze He-atomen hun energie over aan de Ne-atomen, die aldus in het bovenniveau geraken. Het onderniveau heeft een zeer korte levensduur m.a.w. vanuit dit niveau vervallen de atomen snel naar de grondtoestand. Dit niveau is dus is vrijwel onbezet. Het resultaat is dat er inversie is tussen boven- en onderniveau zolang de gasontlading duurt. Hoe wordt nu van deze situatie gebruik gemaakt om te laseren?
Daartoe wordt het medium waarin de inversie is gerealiseerd, geplaatst in een trilholte (Engels: cavity) waarvan de wanden een zeer groot reflecterend vermogen hebben. Bepaalde trillingen in zo'n ruimte kunnen daardoor lang gehandhaafd blijven. Als nu één of meer trillingstoestanden (Engels: modes) van de trilholte overeenkomen met de laserovergang tussen het boven- en onderniveau in het Ne, dan zal in de trilholte een stralingsveld worden opgebouwd. De start van zo'n stralingsveld is de spontane emissie van een foton behorende bij een overgang van het boven- naar onderniveau. Dit foton stimuleert (eventueel na reflectie) andere fotonen. De opbouw van het stralingsveld gaat door tot er een evenwicht ontstaat tussen het aantal atomen dat in het bovenniveau wordt aangeslagen en het aantal dat door gestimuleerde emissie vervalt.
Bij de He-Ne laser is de trilholte de ruimte tussen twee hoogreflecterende spiegels. De in deze ruimte opgewekte straling wordt 'uitgekoppeld' doordat één van de spiegels een kleine transmissie heeft. Dit uittredende licht heeft bijzondere eigenschappen:
- het is monochromatisch met een zeer kleine bandbreedte,
- het is coherent: tussen de verschillende punten van de uittredende bundel bestaat een vaste faserelatie. Dit geldt zowel in de lengte van de bundel als dwars erop en geeft aanleiding tot de typische spikkelpatronen op voorwerpen die met laserlicht worden beschenen.

Het licht van de lasers op het practicum is vrijwel **monochromatisch** met de golflengte 632,8 nm. De vorm van het **golffront** is enigszins bolvormig, zodat de laserbundel uit een punt op enkele meters achter de laser vandaan schijnt te komen.

IN VERBAND MET HET GEVAAR VAN OOGBESCHADIGING:
zie 'Gebruik optische componenten' aan het begin van dit hoofdstuk.

b) ***Vraag:*** *interferentie met spiegels op gelijke afstand*
Als de spiegels in een Michelson interferometer onderling loodrecht staan en de twee bundels komen op het scherm S samen, is er dan een interferentiepatroon te zien wanneer de beide geometrische weglengten van de bron tot aan het scherm gelijk zijn? Wat verwacht je op het scherm te zien?



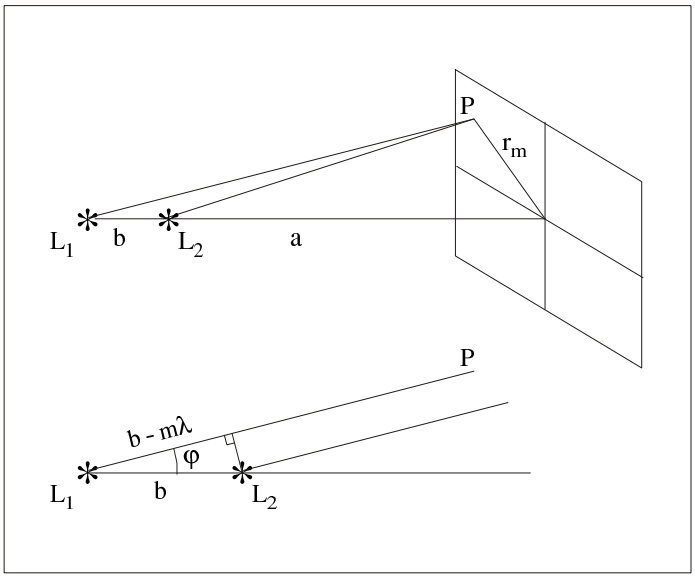
Figuur 6. 3 Positie virtuele lichtbronnen bij a) loodrecht staande spiegels en ongelijke lichtwegen en b) niet-loodrecht staande spiegels

c) ***Opdracht:*** *interferentiepatroon met spiegels op ongelijke afstand*
Ga uit van de situatie van vraag b), maar introduceer een klein verschil in lengte tussen beide wegen, waarbij de spiegels M_1 en M_2 loodrecht op elkaar blijven staan (zie figuur 6.3). Beredeneer hoe het interferentiepatroon er globaal uit zal zien.

d) ***Opdracht:*** *spiegels op gelijke afstand, maar onderling niet loodrecht*
Ga weer uit van de situatie van vraag b) en draai één van de spiegels een weinig zodat de hoek iets van $\frac{1}{2}\pi$ afwijkt (zie figuur 6.3). Beredeneer hoe het interferentiepatroon er globaal uit zal zien.

e) ***Opdracht:*** *berekening van het interferentiepatroon*
Stel dat
- de laserbundel lijkt te ontspringen vanuit een puntbron achter de laser op afstand *a* van het scherm,
- alle optische componenten van de interferometer goed staan ingesteld,
- het interferentiepatroon op het scherm cirkelsymmetrisch is met in het centrum een maximum aan intensiteit,
- het verschil in weglengte van de lichtbundels via M_1 en M_2 is gelijk aan *b*.

Geef de heldere ringen de nummering:
0 (= centrum), 1,2,...,*m*,...
Leid een uitdrukking af waarmee het verband wordt aangegeven tussen *a*, *b* en r_m (zie figuur 6.4).



Figuur 6. 4 Interferentie vanuit bronnen L_1 en L_2

Hoe groot is dan in deze opstelling de straal van de heldere ring met $m = 10$, aannemende dat $a = 3$ m en $b = 10^{-3}$ m ?
N.B.: pas in de afleiding de volgende benaderingen toe:
L_1P en L_2P zijn evenwijdig
$\cos\varphi = 1 - \frac{1}{2}\varphi^2$
$\tan\varphi = \varphi$

• Optisch experimenteren

Vereist het gebruik van de apparatuur van het practicum in het algemeen al de nodige voorzichtigheid, met de optische componenten is dat zeer bijzonder het geval. Optische componenten zijn duur en kwetsbaar. Houd daar s.v.p. rekening mee. Lees nog eens de betreffende aanwijzing 'Gebruik optische componenten' aan het begin van dit hoofdstuk.

f) ***Experiment:*** *de richtpen en het uitlijnen van de opstelling*
- Stel de laser op een zodanige hoogte in dat de bijbehorende optische componenten (spiegels, microscoopobjectief, glasplaat met houder en lichtsensor) in de loop van het experiment zo geplaatst kunnen worden dat de laserbundel door het midden ervan gaat.
- Richt de laser zó uit dat de bundel zeer precies evenwijdig loopt aan de optische bank.

- Plaats de vlakke spiegel M_1 in de bundel en richt deze zó dat de normaal samenvalt met de richting van de bundel.
- Plaats de halfdoorlatende spiegel onder een hoek van 45^o zó dat de door de vlakke spiegel teruggekaatste lichtstraal zeer precies boven en evenwijdig aan de haaks staande optische bank loopt in de richting van de waarnemer.
- Plaats de vlakke spiegel M_2 op bij benadering dezelfde afstand als M_1 en richt M_2 zó dat de bundel in de richting van de waarnemer over grote afstand samenvalt met de bundel afkomstig van M_1.
- Plaats het scherm: er moet een interferentiepatroon te zien zijn.

g) ***Experiment:*** *lichtpunten dichter bij het scherm*
Het interferentiepatroon smeert zich over een groter oppervlak uit naarmate de lichtpunten L_1 en L_2 dichter bij het scherm liggen. Zo'n situatie kun je gemakkelijk realiseren door in het laatste traject van de bundel d.w.z. tussen de semitransparante spiegel en het scherm een lens op te nemen. De beeldpunten die deze lens ontwerpt, zijn dan de nieuwe puntbronnen. Plaats zo'n lens. Gebruik vanwege zijn goede optische eigenschappen een microscoopobjectief. als lens. Zorg voor een cirkelsymmetrisch interferentiepatroon en voer daartoe zonodig correcties uit in de opstelling.

• Interferometer als meetinstrument

Veranderingen van weglengte in de orde van grootte van golflengten kunnen met een interferometer met grote nauwkeurigheid worden gemeten. Om dit te illustreren wordt de interferometer in dit hoofdstuk gebruikt om de **brekingsindex** van een **planparallelle** glasplaat te bepalen. Daartoe wordt de plaat in één van beide lichtwegen geplaatst en wordt de verandering in weglengte gemeten bij draaiing ervan. Voor situaties als deze, waarbij het aantal golflengten over een bepaald traject een rol speelt, wordt naast de geometrische weglengte de zogenaamde **optische weglengte** gehanteerd.

Optische weglengte
De tijd waarin een lichtstraal een afstand *d* aflegt, wordt gegeven door

$$t = \frac{d}{v} \tag{6.5}$$

waarin de snelheid *v* gelijk is aan

$$v = \frac{c}{n} \tag{6.6}$$

met *c* lichtsnelheid in vacuüm en *n* de brekingsindex van het betreffende medium. (In het algemeen is de brekingsindex een functie van de golflengte). Invullen geeft

$$t = \frac{nd}{c} \tag{6.7}$$

Het product *nd* wordt optische weglengte genoemd. Het invoeren van het begrip optische weglengte heeft als achtergrond het gebruik om in wetenschappelijke literatuur en handboeken golflengten te vermelden voor licht in vacuüm en daarbij brekingsindices voor materialen, eventueel als functie van

de golflengte. Wanneer nu het aantal trillingen, dat het licht bij het afleggen van een zekere geometrische afstand uitvoert, een belangrijke factor is, volgt dit aantal uit de optische weglengte gedeeld door de golflengte (opgegeven voor vacuüm). Dat aantal is hetzelfde als de geometrische lengte gedeeld door de betreffende golflengte in het medium.
Het nut komt tot uitdrukking wanneer licht door een aantal media gaat met verschillende brekingsindices n_i. De optische weglengte Δ is dan:

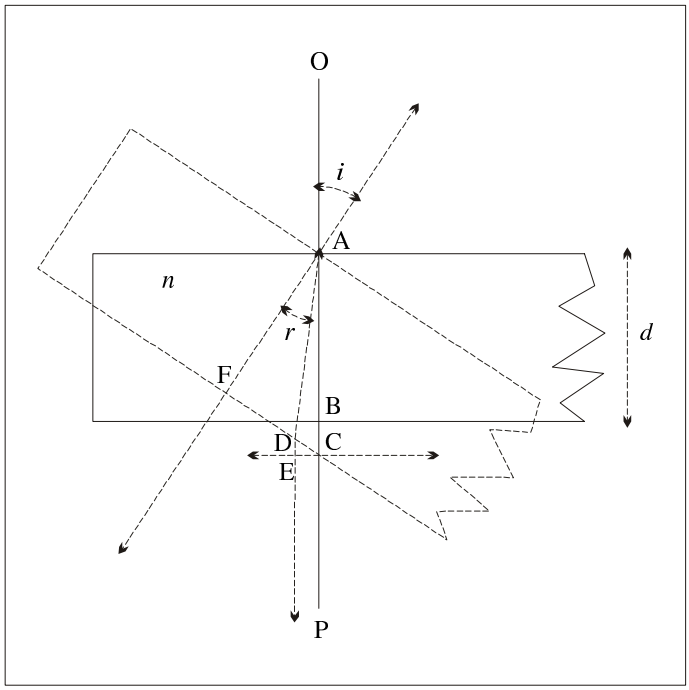
$$? = n_1 d_1 + n_2 d_2 + n_3 d_3 + \ldots \tag{6.8}$$

en het totaal aantal trillingen volgt door deling door de golflengte (in vacuüm).

Hoe de optische weglengte in een pad van de interferometer verandert door het plaatsen van het glas is niet, of slechts met veel moeite direct te meten. Gemakkelijker is het om veranderingen te meten in de doorlopen weglengte wanneer het glas, eenmaal in een bundel, gedraaid wordt.

In figuur 6.5 is *d* de dikte van de planparallelle glasplaat. Laat OP de oorspronkelijke richting van het licht zijn, normaal op het oppervlak, met *nd* de doorlopen optische weglengte waarbij *n* de brekingsindex is. Gemakshalve wordt de brekingsindex van lucht $n_l = 1$ gesteld.

Een draaiing over een hoek *i* betekent dat de optische weglengte in het glas wordt verlengd en buiten het glas wordt verkort. Omdat de verdraaiing geen invloed heeft op de wegen vanaf de lijn EC tot aan de waarnemer, is het optisch wegverschil als gevolg van de draaiing gelijk aan ADE-ABC:



Figuur 6. 5 Verandering van weglengte bij draaiing van het glasplaatje

$$2(\mathrm{AD}\, n + \mathrm{DE} - nd - \mathrm{BC}) = N\lambda \tag{6.9}$$

De factor 2 in uitdrukking (6.9) geeft aan dat de bundel zowel heen als terug door de glasplaat loopt. Het rechterlid is het aantal golflengten dat geteld wordt door de veranderingen in het interferentiepatroon te volgen.

Omdat

$$\mathrm{AD} = \frac{d}{\cos r}$$

$$\begin{aligned} \mathrm{DE} &= \mathrm{CD}\sin i = (\mathrm{FC} - \mathrm{FD})\sin i = \\ &= d\tan i\sin i - d\tan r\sin i \end{aligned} \tag{6.10}$$

$$\mathrm{BC} = \mathrm{AC} - \mathrm{AB} = \frac{d}{\cos i} - d$$

volgt

$$\frac{nd}{\cos r} + d\tan i\sin i - d\tan r\sin i - nd - \frac{d}{\cos i} + d = \frac{N\lambda}{2} \tag{6.11}$$

Met de **wet van Snellius**

$$n\sin r = \sin i \tag{6.12}$$

wordt formule 6.11 gereduceerd tot

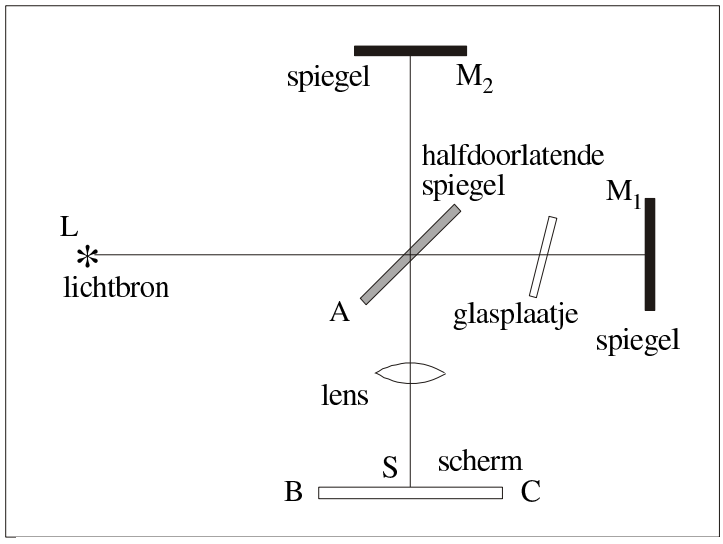
$$n\left[(1-\cos i)2d - N\lambda\right] = (2d - N\lambda)(1-\cos i) + \frac{N^2\lambda^2}{4d} \tag{6.13}$$

Meestal is de laatste term klein in vergelijking tot de andere termen en mag hij daarom worden verwaarloosd. Voor de brekingsindex ontstaat de uitdrukking:

$$n = \frac{(2d - N\lambda)(1-\cos i)}{2d(1-\cos i) - N\lambda} \tag{6.14}$$

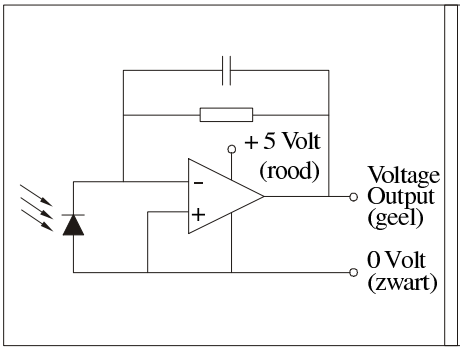
h) ***Experiment:*** *brekingsindex en toepassing van nauwkeurigheids-berekening*

1) Plaats het glasplaatje in één van de lichtwegen en zet het loodrecht op de bundel (volgens figuur 6.6).
2) Bepaal de verandering van optische weglengte bij draaiing van het glasplaatje als functie van de draaihoek ten opzichte van de loodrechte stand.
3) Bepaal de dikte van het glasplaatje.
4) Bereken de brekingsindex van het glas en de nauwkeurigheid van de meting(en).

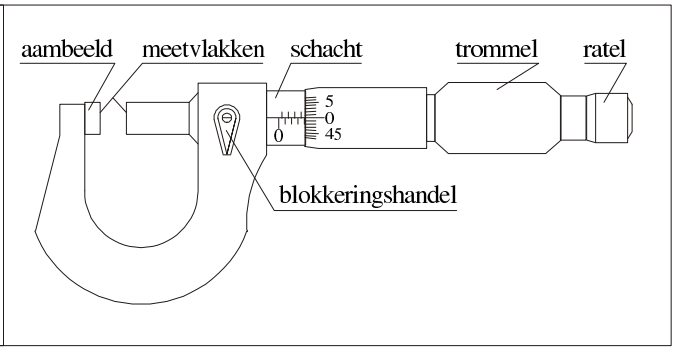


Figuur 6. 6 Michelson Interferometer met glasplaatje

5) Ga na wat er in het Handbook of Physics aan gegevens voorkomt betreffende brekingsindices en glassoorten.



Figuur 6. 7 Lichtsensor TL250 met aansluitingen



Figuur 6. 8 Onderdelen van een schroefmaat (micrometer)

ad 2)

Bij een goed ingestelde opstelling is verandering van optische weglengte met het oog goed waarneembaar in de vorm van veranderingen in het interferentiepatroon. Het tellen wordt echter meer bemoeilijkt naarmate de opstelling gevoeliger is voor mechanische storing. In plaats van direct te tellen kun je met het programma MONITOR de veranderingen eerst registreren met behulp van een lichtsensor (zie figuur 6.7). Plaats deze achter een instelbare spleet en stel de spleetbreedte zó in dat de lichtsensor niet in verzadiging raakt als een maximum uit het interferentiepatroon passeert. Zorg ervoor dat het interferentiepatroon uit strepen bestaat die evenwijdig lopen aan de spleet voor de lichtsensor.

ad 3)

Meet de dikte van het glasplaatje op meer dan één plek met behulp van een schroefmaat (oude aanduiding: schroefmicrometer), zie figuur 6.8. Het aantal schaaldelen op de trommel van een schroefmaat is 50 bij een spoed van 0,5 mm of 100 bij een spoed van 1 mm. Een onnauwkeurigheid van ± 0,1 sd betekent een onzekerheid van 0,001 mm. Om deze precisie te bereiken, wordt de kracht die de spil op het te meten voorwerp uitoefent, gecontroleerd door een begrenzer, de 'ratel'.

De nulaflezing is een noodzakelijke stap in elke meting (zgn. nulpuntscorrectie).

Herhaal metingen met de schroefmaat tenminste vijf maal en bereken de resulterende dikte inclusief (on)nauwkeurigheid.

ad 4)

Maak schattingen van de nauwkeurigheid waarmee *d*, *i* en *N* zijn gemeten en reken die door bij de bepaling van de brekingsindex.

ad 5)

Zoek in bestaande handboeken op of er glassoorten zijn die op grond van de brekingsindex overeenkomen met het onderzochte glas.

• Zichtbaarheid van het interferentiepatroon

Als beide lichtbundels gelijk zijn met amplitude a, dan heeft de intensiteit een minimum nul en een maximum $4a^2$. Bij bundels met verschillende intensiteit verschilt het minimum van nul en vermindert de zichtbaarheid van het interferentiepatroon naarmate het intensiteitsverschil toeneemt. De **zichtbaarheid** (engels: **visibility**) V van het interferentiepatroon wordt gedefinieerd als

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \tag{6.15}$$

met I_{max} en I_{min} respectievelijk de maximum en minimum intensiteit. V varieert van 0 (geen patroon) tot 1 (intensiteit in minimum is nul).
De zichtbaarheid blijkt ook af te hangen van het wegverschil tussen de beide lichtbundels. Zelfs wanneer beide bundels precies dezelfde intensiteit hebben, kan de zichtbaarheid dalen tot nul. Dit kan verklaard worden met het gegeven dat een lichtgolf een eindige lengte heeft. Bij een te groot wegverschil zullen de twee golven niet meer interfereren: de lichtgolf die de langste weg volgt, 'ziet' hooguit de staart van de andere. Onder streng gecontroleerde omstandigheden kunnen lasers licht uitzenden waarbij lengteverschillen in de orde van meters en meer nog tot zichtbare interferentiepatronen aanleiding geven.
Bij de lasers op het practicum moet het wegverschil beperkt blijven tot enkele decimeters. Het volgende experiment heeft tot doel dit wegverschil te bepalen binnen de grenzen van wat praktisch in de gegeven opstelling haalbaar is. De verklaring waarom dit wegverschil bij de He-Ne-laser nogal beperkt is, volgt daarna. Eerst maar eens zien of het lukt experimenteel gegevens aan de opstelling te ontfutselen.

i) ***Experiment:*** *zichtbaarheid in relatie tot verschil in afstand*
Ga uit van de opstelling met glasplaat. Neem als beginsituatie de bundels met gelijke weglengten en beide vlakke spiegels zover mogelijk van de laser verwijderd. Registreer (geen prints!) het interferentiepatroon bij verschillende posities van één van de spiegels (eventueel met bijstelling van het interferentiepatroon).
Bepaal van iedere registratie de maximum en de minimumwaarde en noteer je waarnemingen overzichtelijk in een tabel. Herhaal dit een aantal keren en zet tot slot in een grafiek de zichtbaarheid V uit als functie van de geïntroduceerde wegverschillen. Maak op grond van de grafiek een schatting van het wegverschil waarbij $V = 0$.

Het beperkte wegverschil waarbij $V \approx 0$ kan worden verklaard door de laser te beschouwen als een trilholte voor licht. Alleen licht dat precies tussen de spiegels past, kan tot een staande golf uitgroeien. Een staande golf is mogelijk als de golflengte λ_1 voldoet aan:

$$k\lambda_1 = 2L \tag{6.16}$$

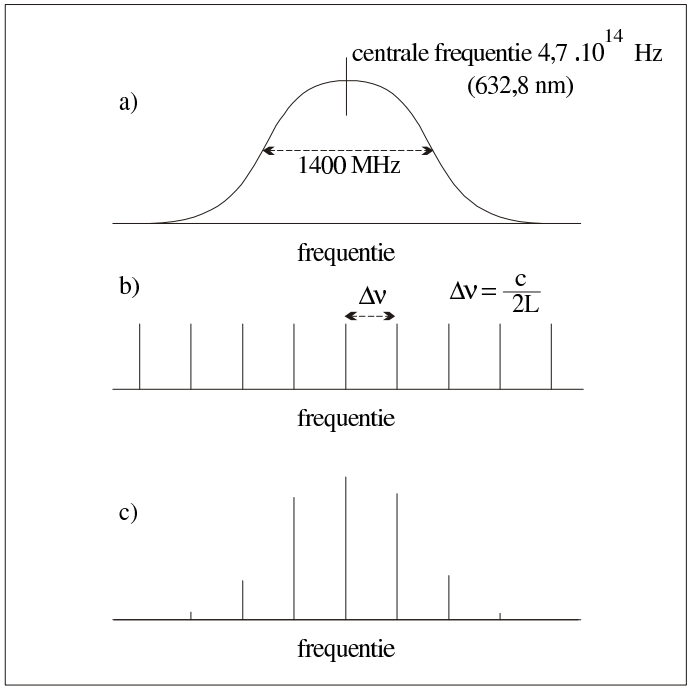
waarin L de afstand tussen de laserspiegels is.

Zoals bij geluid een toon wordt beïnvloed door de beweging van de bron (**Doppler-effect**) wordt de golflengte van het spontaan uitgezonden licht beïnvloed door de beweging van de atomen in het gasmengsel. Het is daardoor mogelijk dat er naast licht met een golflengte λ_1, licht met een iets andere golflengte wordt gestimuleerd. Voor de trillingswijze met golflengte λ_2 die het dichtst bij λ_1 ligt, geldt:

$$(k \pm 1)\lambda_2 = 2L \qquad (6.17)$$

Het aantal mogelijke trillingswijzen hangt af van de lengte L en de snelheid waarmee de atomen in het gasmengsel bewegen (Doppler-effect). Het aantal is bij de lasers op het practicum beperkt tot 2 à 3. De trillingswijzen worden **longitudinaal** genoemd.

j) ***Opdracht:*** *verschil in golflengte bij laser op het practicum*
Maak een schatting van de lengte van de gebruikte laser. Stel dat beide lichtgolven op zekere plaats in fase zijn, dan is op enige afstand hiervan het onderling faseverschil toegenomen tot 2π. Hoe groot is deze afstand?
Inspireert deze afstand je tot een verklaring van de in experiment i) gevonden uitkomst?



Figuur 6. 9 a) Doppler lijnbreedte; b) mogelijke frequenties bij laserlengte L; c) intensiteit van optredende frequenties

• Begrippenlijst

Brekingsindex. Verhouding tussen voortplantingssnelheid in vacuüm en in een medium.

Coherent. Twee golven zijn coherent als er een vaste faserelatie tussen bestaat.

Doppler-effect. Als waarnemer en trillingsbron ten opzichte van elkaar bewegen is de frequentie van de waargenomen trillingen anders dan wanneer ze niet bewegen.

Foton. Lichtquant, hoeveelheid energie, energiepakketje.

Gestimuleerde emissie. Het verschijnsel dat een aangeslagen atoom een foton uitzendt onder invloed van het veld van een ander, stimulerend, foton. Het uitgezonden foton heeft dezelfde richting, golflengte en fase als het stimulerende foton.

Intensiteit. Maat voor hoeveelheid licht (per eenheid van ruimtehoek).

Interferentie. Letterlijk: tussenkomen, inmengen. In de optica de verschijnselen die optreden als twee (of meer) coherente trillingen gelijktijdig plaats vinden.

Inversie. Omkering. In de atoomfysica: situatie waarbij een hogere energietoestand sterker bezet is dan een lagere energietoestand.

Monochromatisch. Met één golflengte. In de praktijk: een nauwe bandbreedte.

Optische weglengte. Maat voor het aantal golflengtes in het betrokken medium, waarbij voor de golflengte de vacuümwaarde gebruikt wordt.

Planparallel. Beide vlakken zijn plat en evenwijdig met elkaar.

Snellius. Wet van Snellius: bij breking aan een scheidingsvlak tussen twee media is het product van de brekingsindex en de sinus van de hoek tussen de lichtstraal en de normaal constant:

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$$

Superpositie. Optelling. De term wordt vooral in verband met trillingen en vectoren gebruikt.

Zichtbaarheid. Maat voor het contrast in een patroon van lijnen of ringen, gedefinieerd als

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

met $I_{\max}$ en $I_{\min}$ respectievelijk de maximum en minimum intensiteit. V varieert van 0 (geen patroon) tot 1 (intensiteit in minimum is nul).