

Handleiding OCT



3 februari 2012

Inhoudsopgave

1	Introductie	4
1.1	Wat is OCT?	4
1.2	Echografie	4
1.2.1	0-Dimensionale echografie	4
1.2.2	1-Dimensionale echografie	5
1.2.3	‘Echografie’ met licht	6
1.3	Afstandsbepaling met behulp van interferentiepatronen	6
1.3.1	Interferentie	6
1.3.2	Interferometer	6
1.3.3	Faseverschil door optisch weglengteverschil	8
2	Theorie	10
2.1	Coherentie	10
2.2	OCT met variabele referentiearm	10
2.3	OCT met spectrograaf (SD-OCT)	12
2.3.1	Opstelling SD-OCT	12
2.3.2	Hoge efficiëntie van SD-OCT	12
2.3.3	Nadeel SD-OCT	13
2.4	<i>Swept-source</i> -OCT	14
2.4.1	Constructie van het spectrum	14
2.4.2	Constructie dieptescan	15
2.5	Laserbron	16
2.5.1	Power spectrum	16
2.5.2	Bandbreedte en instantane lijnbreedte	17
2.6	Coherentielengte	18
2.7	Resolutie	19
2.7.1	Axiale resolutie	19
2.7.2	Laterale resolutie	20
3	Opstelling	21
3.1	Optische elementen	21
3.1.1	Scanning Galvo System	21
3.1.2	Circulator	21
3.1.3	Polarisator	24
3.1.4	Diafragma en lens	24
3.2	Aansturing	24
3.2.1	Processen binnen de aansturing	25
3.2.2	Sweep trigger	25
3.2.3	K-clock	26

3.2.4	Snelle trapfunctie	27
3.2.5	Langzame trapfunctie	29
3.2.6	De-inhibit signaal	29
3.2.7	Overzicht aansturing	29
4	Voorbeeldexperimenten	32
4.1	Kalibratie galvos	32
4.2	Kalibratie A-lijn	32
4.3	Meting C-scan	35
	Referenties	36

1 Introductie

1.1 Wat is OCT?

OCT staat voor *Optical Coherence Tomography* en is een beeldvormende techniek die gebruikt kan worden om heel gedetailleerd driedimensionale opnames te maken van weefsel. Omdat de penetratiediepte van OCT beperkt is moet het te onderzoeken weefsel zich aan het oppervlak van het lichaam bevinden. OCT is een niet-invasieve techniek en is dus geschikt om opnames te maken in levend weefsel. Een belangrijk toepassingsgebied van OCT is de oogheelkunde, want bij onderzoek van het oog is het belangrijk om met grote nauwkeurigheid 3D-opnames te kunnen maken zonder het weefsel te beschadigen.

De precieze werking van OCT is ingewikkeld, want de techniek achter OCT bevat elementen uit de optica (interferentie, coherentie, spectra), uit de wiskunde (Fourieranalyse, convolutie, complexe getallen) en uit de signaalverwerking (LabVIEW, tapering windows, clock rates). In deze handleiding zal stap voor stap de werking van OCT worden uitgelegd. OCT zal worden geïntroduceerd als een techniek die vergelijkbaar is met echografie. Aan de hand van de ontwikkeling van de verschillende vormen van OCT zal uiteindelijk de werking van *swept-source*-OCT worden uitgelegd. De opstelling waar mee gewerkt zal worden is een *swept-source*-OCT-opstelling.

1.2 Echografie

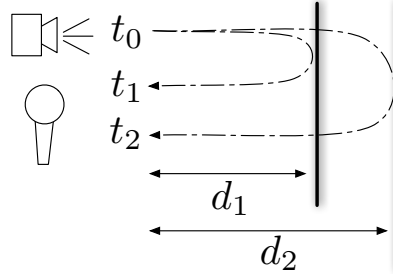
1.2.1 0-Dimensionale echografie

Iedereen kent het fenomeen ‘echo’: je staat voor een muur, klapt in je handen, hoort het geluid en kort daarna hoor je datzelfde geluid nog een keer. De geluidsgolven zijn dus niet alleen rechtstreeks van je handen naar je oren gegaan, maar ook via de muur. Als je op tijdstip t_0 in je handen klapt en op tijdstip t_1 de echo hoort, heeft geluid er dus $\Delta t = t_1 - t_0$ seconden over gedaan om van je handen naar de muur te gaan en weer terug te komen. Als je weet dat de geluidssnelheid gelijk is aan v_{geluid} , kun je de afstand d bepalen van jou naar de muur:

$$d = \frac{v_{\text{geluid}} \Delta t}{2}. \quad (1)$$

Delen door twee is noodzakelijk, omdat je anders niet de afstand van jou naar de muur (d) berekent, maar de afstand van jou naar de muur en weer terug ($2d$). Met deze techniek kan slechts de afstand naar één punt worden bepaald en levert dus 1-dimensionale informatie op.

Een mooi voorbeeld van dit concept is de afstandsbeoordeling van onweer. Als je na de flits bijhoudt hoeveel seconden het duurt voordat je de donder hoort, kun je daar de afstand van het onweer uit afleiden. Bij deze afstandsbeoordeling wordt de tijd die de flits erover doet om bij de waarnemer terecht te komen verwaarloosd. Daarnaast gaat het geluid in dit geval rechtstreeks van de bron naar de waarnemer en geldt dus $d = v_{\text{geluid}} \Delta t$ m $\approx \frac{\Delta t}{3}$ km.



Figuur 1: Als de tijden t_0 , t_1 en t_2 nauwkeurig bekend zijn, kunnen met behulp van de geluidssnelheid v_{geluid} en vergelijking 1 de afstanden d_1 en d_2 bepaald worden.

1.2.2 1-Dimensionale echografie

Echografie wordt in de medische wereld niet gebruikt om één enkele afstand te meten. In plaats daarvan wordt er een dieptescan gemaakt die 1-dimensionale informatie oplevert: voor punten op verschillende dieptes kan worden bepaald hoeveel geluid er vanaf die diepte wordt weerkaatst. Bij het echo-voorbeeld dat in de vorige paragraaf is beschreven, wordt alleen aandacht besteed aan het geluid dat weerkaatst tegen de eerste muur. In werkelijkheid zal er ook geluid door de muur gaan en wellicht reflecteren tegen ‘muren’ die verder weg liggen. Zeker bij medische toepassing van echografie zal niet al het geluid door het buitenste oppervlak worden weerkaatst. In plaats daarvan zal een deel van het geluid dieper doordringen en bij elke overgang in het weefsel zal een deel weerkaatst worden.

In figuur 1 is schematisch weergegeven wat er gebeurt als geluid op twee verschillende afstanden weerkaatst. Tijdstip t_0 is het moment waarop het geluid geproduceerd wordt en tijdstippen t_1 en t_2 zijn respectievelijk de tijdstippen waarop het gereflecteerde geluid van het eerste en tweede scheidingsvlak bij de waarnemer terechtkomen. Uit de tijdsintervallen $\Delta t_1 = t_1 - t_0$ en $\Delta t_2 = t_2 - t_0$ kunnen met behulp van vergelijking 1 respectievelijk afstanden d_1 en d_2 bepaald worden.

Echografie wordt veel gebruikt, maar heeft verschillende nadelen, waaronder de beperkte resolutie. De resolutie van echografie is zo ongeveer de golflengte λ van het gebruikte geluid. Bij medische toepassingen van echografie liggen de gebruikte geluidsfrequenties tussen de 1 en de 10 MHz. De geluidssnelheid in weefsel bedraagt ongeveer 1500 m/s. De golflengte van het geluid in weefsel zal dus tussen 150 en 1500 μm liggen. Dit betekent dat de resolutie van echografie goed genoeg is om relatief grote structuren waar te nemen (organen van embryo’s, botbreuken, etc.), maar niet goed genoeg om op celniveau waarnemingen te kunnen doen. De resolutie zou verhoogd kunnen worden door geluid te gebruiken met een hogere frequentie, maar bij hogere frequenties wordt de penetratiediepte kleiner.

Om met hoge frequenties alsnog diep het weefsel in te kunnen ‘kijken’, moet de intensiteit word opgevoerd, maar dit zal er toe leiden dat het weefsel beschadigd raakt. Een oplossing voor dit probleem is om lichtgolven te gebruiken in plaats van geluidsgolven.

1.2.3 ‘Echografie’ met licht

De meest directe ‘vertaling’ van echografie met geluid naar ‘echografie’ met licht zou de volgende procedure zijn: op tijdstip t_0 wordt er een lichtpuls het weefsel in gestuurd en vervolgens worden op tijdstippen t_1 en t_2 gereflecteerde lichtpulsen gedetecteerd. Vergelijking 1 (waarin de geluidssnelheid vervangen is door de lichtsnelheid c) kan dan gebruikt worden om afstanden d_1 en d_2 te bepalen. Op deze manier metingen doen met een hoge resolutie is echter onmogelijk. Als het verschil tussen d_1 en d_2 ongeveer 1 mm bedraagt, zou de detector tijdsverschillen van ongeveer 3 picoseconde (10^{-12} s) moeten kunnen detecteren. Dit is nagenoeg onmogelijk. Daarnaast geldt dat de stap van geluid naar licht juist bedoeld was om een hogere resolutie te bereiken. De beoogde resolutie ligt rond de 1 μm . Om dit mogelijk te maken, zou de detector nog veel kleinere tijdsverschillen moeten kunnen registreren. In de praktijk wordt dan ook niet gebruikgemaakt van de tijd tussen verschillende signalen, maar van interferentiepatronen.

1.3 Afstandsbepaling met behulp van interferentiepatronen

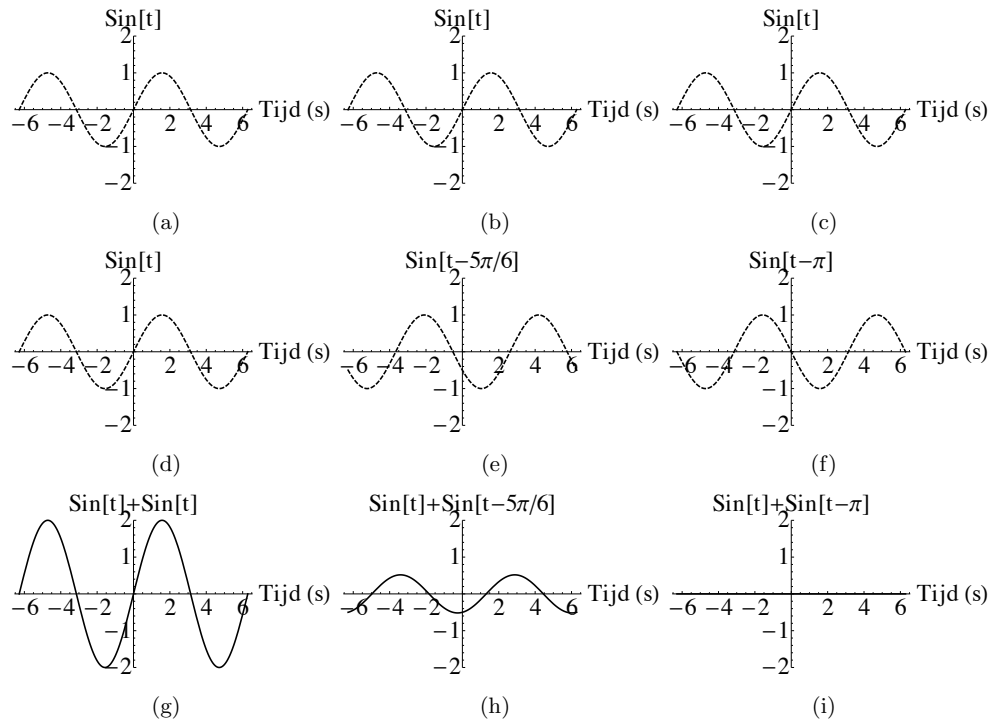
1.3.1 Interferentie

Interferentie is het verschijnsel dat optreedt als twee of meer lichtgolven bij elkaar komen en elkaar óf versterken óf verzwakken. In figuur 2 is te zien wat er gebeurt als sinusgolven met een bepaald faseverschil bij elkaar worden opgeteld. In figuren 2(g) en 2(i) zijn respectievelijk constructieve en destructieve interferentie weergegeven.

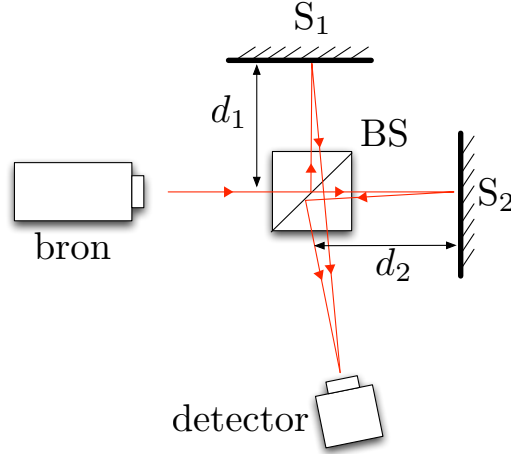
1.3.2 Interferometer

Een opstelling om interferentie zichtbaar mee te maken heet een interferometer. De bekendste interferometer is de Michelson interferometer. Deze interferometer is schematisch weergegeven in figuur 3 (NB. om de richting van de lichtstralen duidelijk weer te geven, weerkaatsen de lichtstralen onder een kleine hoek, maar dit is in werkelijkheid niet zo). De *beam splitter* (BS) splitst de lichtstraal in twee stralen met gelijke intensiteit. De eerste straal gaat naar boven en weerkaatst tegen spiegel 1 (S_1) en zal vervolgens door de *beam splitter* heen naar de detector gaan. De tweede straal gaat rechtdoor door de *beam splitter*, weerkaatst tegen spiegel 2 (S_2), komt in de *beam splitter* samen met de eerste straal en weerkaatst vervolgens richting de detector. De detector meet vervolgens de intensiteit van de som van de twee stralen.

Het faseverschil tussen de twee stralen wordt veroorzaakt door het optisch weglengteverschil van beide stralen. Hoe het weglengteverschil het faseverschil veroorzaakt, zal in



Figuur 2: *Interferentie van sinusgolven. In figuur (g) is de som te zien van figuren (a) en (d). In figuur (h) is de som te zien van figuren (b) en (e). In figuur (i) is de som te zien van figuren (c) en (f). In figuur (g) is duidelijk zichtbaar dat golven die in fase zijn (een gereduceerd faseverschil van nul) constructieve interferentie vertonen. In figuur (i) is duidelijk zichtbaar dat golven die in tegenfase zijn (een gereduceerd faseverschil van π) destructieve interferentie vertonen.*



Figuur 3: Schematische weergave van een Michelson interferometer. Uit de bron komt coherent licht dat door de beam splitter (BS) wordt gesplitst in twee stralen met gelijke intensiteit. De eerste straal gaat via spiegel 1 (S_1) naar de detector en de tweede straal gaat via spiegel 2 (S_2) naar de detector. Het faseverschil tussen beide lichtstralen bepaalt of er constructieve of destructieve interferentie optreedt.

de volgende paragraaf worden besproken. Het faseverschil bepaalt of er constructieve of destructieve interferentie optreedt en of er respectievelijk een hoge of lage intensiteit wordt gemeten.

1.3.3 Faseverschil door optisch weglengteverschil

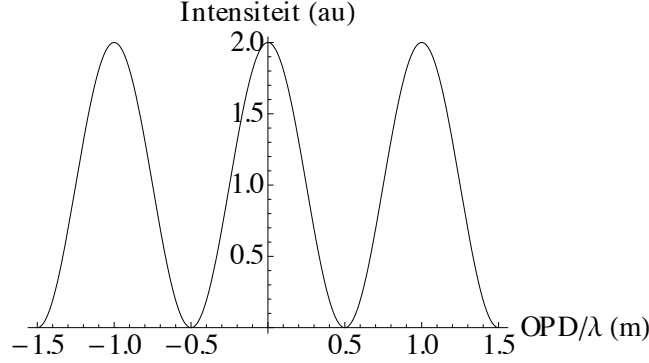
Het optisch weglengteverschil, OPD , voor een interferometer kan als volgt worden berekend:

$$OPD = 2(n_2 d_2 - n_1 d_1). \quad (2)$$

Hierin zijn n_1 en n_2 respectievelijk de brekingsindices van de media waardoor het licht afstanden d_1 en d_2 aflegt. In de opstelling zoals weergegeven in figuur 3 worden afstanden d_1 en d_2 in allebei in lucht afgelegd en de brekingsindex van lucht is gelijk aan 1,00 dus vergelijking 2 reduceert tot $OPD = 2(d_2 - d_1)$.

Met behulp van het optisch weglengteverschil en de golflengte van het licht, λ , kan het faseverschil, $\Delta\phi$, worden berekend:

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{OPD}{\lambda}. \quad (3)$$



Figuur 4: *De intensiteit van het interferentiesignaal van twee sinusgolven als functie van $\frac{OPD}{\lambda}$. Alleen als de golflengte een geheel aantal maal in het optisch weglengteverschil ‘past’ ($\frac{OPD}{\lambda} = n$), zal er positieve interferentie optreden.*

Voor de intensiteit is alleen het gereduceerde faseverschil, $\Delta\phi_0$, van belang: $\Delta\phi_0 = \Delta\phi - 2n\pi$, met n zo gekozen dat $0 \leq \Delta\phi_0 < 2\pi$. Met andere woorden, voor het interferentiepatroon maakt het niet uit of $\Delta\phi$ gelijk is aan $\frac{1}{2}\pi$, $\frac{1}{2} + 2\pi$ of $\frac{1}{2}\pi + 4\pi$. In al deze gevallen is het gereduceerde faseverschil gelijk aan $\frac{1}{2}\pi$.

In figuur 4 is weergegeven hoe de intensiteit van het interferentiepatroon van twee identieke sinusgolven (twee lichtgolven met dezelfde frequentie) afhangt van het optische weglengteverschil OPD en de golflengte λ . Het is goed te zien dat er constructieve interferentie optreedt als $\frac{OPD}{\lambda} = n$ en destructieve interferentie als $\frac{OPD}{\lambda} = n + \frac{1}{2}$ ($n = 1, 2, \dots$). Met andere woorden: alleen als er een geheel aantal golflengtes in het optisch weglengteverschil ‘past’, zal er positieve interferentie optreden.

In het hoofdstuk *Theorie* zal de theorie van verschillende vormen van OCT worden behandeld. In het hoofdstuk *Opstelling* zal de opstelling die bij dit experiment wordt gebruikt, verder worden uitgelegd. In het hoofdstuk *Voorbeeldexperimenten* worden een aantal mogelijke onderzoeken behandeld die met de opstelling gedaan kunnen worden.

2 Theorie

De eerste ‘echte’ publicatie over OCT verscheen in 1991 [1] en sindsdien heeft OCT een enorme ontwikkeling doorgemaakt. Alle bestaande vormen van OCT maken gebruik van een interferometer met een referentiearm en een *sample*-arm. In de referentiearm staat een spiegel (vergelijkbaar met een arm van de Michelson interferometer, zie figuur 3) en in de *sample*-arm bevindt zich het voorwerp waaraan gemeten wordt. Er zijn verschillende varianten van OCT en de precieze configuratie is voor al deze varianten verschillend. De opstelling die voor het practicum gebruikt zal worden, is een *swept-source*-OCT-opstelling en maakt gebruik van een *sweeping* laserbron. Voordat deze begrippen verder worden uitgelegd, zullen eerst twee oudere varianten van OCT worden besproken. Nog voordat er bestaande vormen van OCT worden besproken, zal het begrip coherentie worden uitgelegd.

2.1 Coherentie

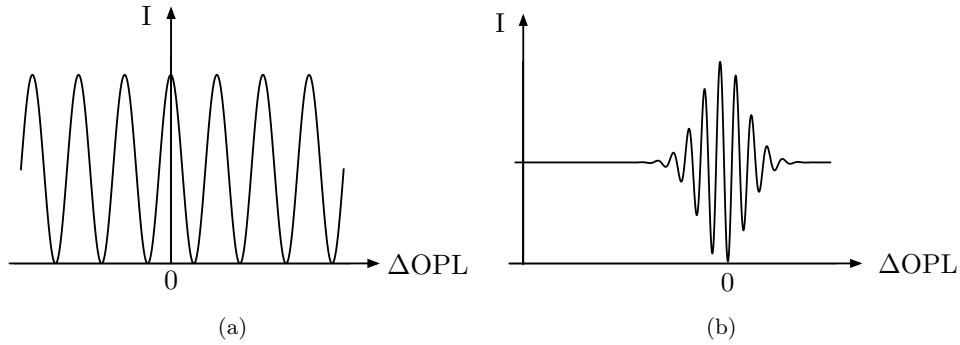
Coherentie is een belangrijk begrip binnen OCT en is relatief eenvoudig uit leggen. Als monochromatisch licht door een Michelson interferometer wordt gestuurd, zal het interferentiepatroon als functie van weglengteverschil oneindig periodiek zijn. Een dusdanig interferentiepatroon is weergegeven in figuur 5(a). Monochromatisch licht is dus oneindig coherent: er zal bij elk weglengteverschil interferentie optreden.

Bij OCT wordt geen monochromatisch licht gebruikt, maar juist breedbandig licht met een continu spectrum. Als dit licht door een Michelson interferometer wordt gestuurd, zal alleen bij een weglengteverschil rond nul interferentie optreden. Een dusdanig interferentiepatroon is weergegeven in figuur 5(b). Juist het feit dat er bij laag-coherent licht alleen interferentie optreedt bij een klein weglengteverschil maakt dit licht geschikt voor OCT. Het is hierdoor namelijk mogelijk om iets te zeggen over de precieze plaats waar reflectie optreedt in het te onderzoeken voorwerp. Dit zal bij de verschillende vormen van OCT verder worden uitgelegd.

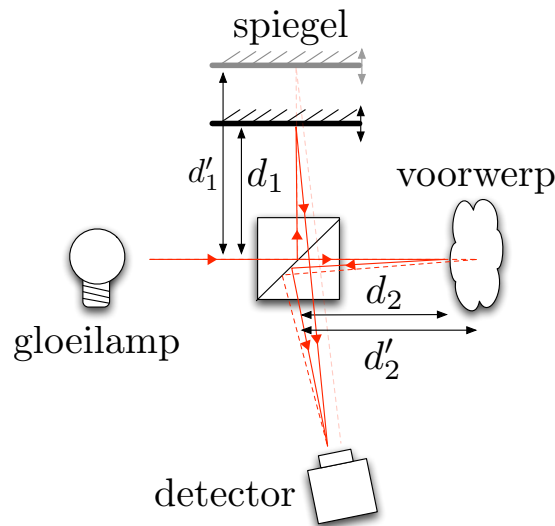
2.2 OCT met variabele referentiearm

De meest eenvoudige vorm van OCT maakt gebruik van een referentiearm met variabele lengte, een *sample*-arm met vaste lengte en een breedbandige, laag-coherente lichtbron, bijvoorbeeld een felle gloeilamp. Deze vorm van OCT wordt ook wel tijdsdomein-OCT (TD-OCT) genoemd. In figuur 6 is schematisch de opstelling weergegeven die bij TD-OCT wordt gebruikt. Licht komt uit de gloeilamp en wordt door de *beam splitter* verdeeld in twee stralen met gelijke intensiteit. De ene helft gaat via de referentiearm naar de spiegel en vervolgens naar de detector. De andere helft gaat via de *sample*-arm naar het voorwerp en vervolgens naar de detector.

Het referentiepatroon dat in de detector wordt gemeten is onder andere afhankelijk van de afstand d_1 . Als er voor $d_1 = d'_1$ constructieve interferentie plaatsvindt, geldt dat er licht weerkaatst van het voorwerp weerkaatst vanaf een diepte $d'_2 = d'_1$. Dit kan met zekerheid



Figuur 5: (a) *Interferentiepatroon dat optreedt bij monochromatisch licht.* (b) *Interferentiepatroon dat optreedt op bij breedbandig licht.*



Figuur 6: *Schematische weergave van de opstelling die voor TD-OCT wordt gebruikt. De helft van het licht gaat via de referentiearm naar de detector. De andere helft gaat via het voorwerp naar de detector. Door de lengte van de referentiearm te variëren en bij verschillende waarden van d_1 het interferentiepatroon te meten, kan een 2-dimensionale opname van het voorwerp bepaald worden.*

worden gezegd, omdat er vanwege de laag-coherente bron alleen interferentie optreedt voor hele kleine weglengteverschillen.

De mate waarin er interferentie optreedt (zowel constructief als destructief) is een maat voor de hoeveelheid licht die er vanaf de betreffende afstand d'_2 weerkaatst. Door de afstand d_1 te variëren en bij elke waarde van d_1 het interferentiepatroon te meten, kan dus een A-lijn van het voorwerp worden bepaald.

Deze vorm van OCT wordt tijdsdomein OCT genoemd omdat er in de tijd wordt gekeken naar de interferentiepatronen en er geen frequenties van het interferentiesignaal worden gemeten. Om een dieptescan (ook wel ‘A-lijn’ genoemd¹) te maken, moet de voor elke positie van de referentiespiegel de intensiteit van het interferentiesignaal worden gemeten. Het heen-en-weer bewegen van de referentiespiegel en het verzamelen van alle data voor één A-lijn kost veel tijd en het is op deze manier dus moeilijk om *live* naar het voorwerp te kijken. Daarnaast zorgt het scannen van de spiegel voor veel ruis in het interferentiesignaal. Het zou dus mooi zijn om sneller de benodigde data voor één dieptescan te kunnen binnenhalen zonder dat er een bewegende referentiespiegel nodig is. Dit is mogelijk door gebruik te maken van een spectrograaf.

2.3 OCT met spectrograaf (SD-OCT)

2.3.1 Opstelling SD-OCT

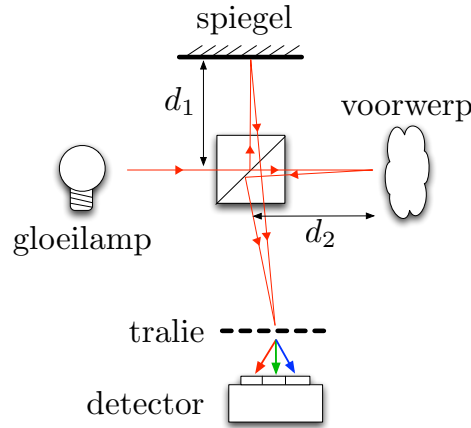
De vorm van OCT waarbij een spectrograaf wordt gebruikt, wordt ook wel spectraal domein OCT (SD-OCT) genoemd, omdat het spectrum van het interferentiesignaal wordt gemeten. Een spectrum meten is alleen mogelijk als voor verschillende frequenties in het interferentiesignaal de intensiteit afzonderlijk bepaald kan worden. Om dit te bereiken, wordt het licht, nadat het van beide armen is samengekomen, door een tralie gestuurd. De detector bij SD-OCT bestaat uit een reeks sensoren. Door de tralie wordt het licht op zo’n manier gebroken dat op elke sensor licht van een bepaald golflengtebereik valt. Op de eerste sensor valt bijvoorbeeld licht waarvoor geldt $1250 \text{ nm} < \lambda \leq 1250,2 \text{ nm}$, op de tweede sensor licht waarvoor geldt $1250,2 \text{ nm} < \lambda \leq 1250,4 \text{ nm}$, etc. In figuur 7 is de opstelling die bij SD-OCT wordt gebruikt schematisch weergegeven.

Het is dus mogelijk om het spectrum van het interferentiesignaal te meten, maar waarom is dit interessant? Dit zal in de volgende paragraaf worden uitgelegd.

2.3.2 Hoge efficiëntie van SD-OCT

Het spectrum van een interferentiesignaal bevat veel informatie. Bij TD-OCT moet de spiegel in de referentiearm verplaats worden om steeds de reflectie op een andere diepte in het voorwerp te meten. De spiegel moet dus stapsgewijs over een bepaald bereik worden verplaatst om een volledig dieptescan te maken. Bij SD-OCT wordt al deze informatie

¹De ‘A’ in A-lijn geeft aan dat het om 1-dimensionale informatie geeft. Een scan in twee dimensies wordt B-scan genoemd en een volumescan wordt een C-scan genoemd.



Figuur 7: Schematische weergave van de opstelling die bij SD-OCT wordt gebruikt. De tralie en een rij sensoren maken het mogelijk om niet alleen de totale intensiteit van het interferentiesignaal te meten, maar ook de intensiteit per golflengtebereik. Op deze manier kan dus het spectrum van het interferentiesignaal bepaald worden.

in één keer binnengehaald en dat gebeurt zonder een bewegende spiegel. Het gemeten spectrum laat namelijk per golflengte zien hoeveel constructieve of destructieve interferentie er optreedt. Als bij een bepaalde golflengte $\lambda = \lambda'$ veel constructieve interferentie optreedt, geldt dus dat er licht weerkaatst vanaf diepte d'_2 zó, dat

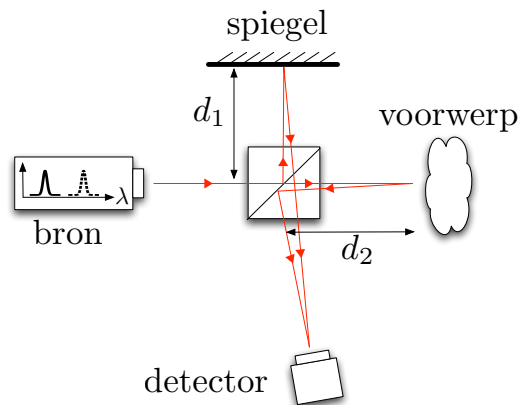
$$2d_1 = 2d'_2 + n\lambda' \quad \text{of} \quad d'_2 = d_1 - \frac{n}{2}\lambda' \quad \text{met } n = (1, 2, 3 \dots). \quad (4)$$

De n kan exact bepaald worden, omdat er met laag-coherent licht wordt gewerkt. Dit zal echter alleen lukken als er voor veel golflengtes bekend is in welke mate er interferentie optreedt.

Aangezien één spectrum de informatie van een volledige dieptescan bevat, is SD-OCT veel efficiënter dan TD-OCT. De hoge efficiëntie van SD-OCT maakt het mogelijk om de dieptescans *live* te kunnen bekijken, maar SD-OCT heeft ook een belangrijk nadeel.

2.3.3 Nadeel SD-OCT

Het belangrijkste nadeel van SD-OCT is dat spectrografen het beste werken bij golflengtes van ongeveer 800 nm. Als licht met deze golflengte door weefsel gaat, zal er veel verstrooiing optreden. Verstrooiing zorgt ervoor dat de resolutie van dieptescans achteruit gaat. Bij golflengtes rond de 1300 nm treedt al veel minder verstrooiing op dus licht met deze golflengtes levert betere dieptescans op. Helaas werken de detectoren van de spectrografen



Figuur 8: Schematische weergave van de opstelling die bij *swept-source-OCT* wordt gebruikt. De laserbron produceert heel snel achter elkaar licht met verschillende golflengtes. Het tijdsafhankelijke interferentiesignaal $I(t)$ dat in de detector wordt gemeten kan worden vertaald naar een golflengteafhankelijk signaal $I(\lambda)$. Op deze manier kan het spectrum van het interferentiesignaal worden bepaald.

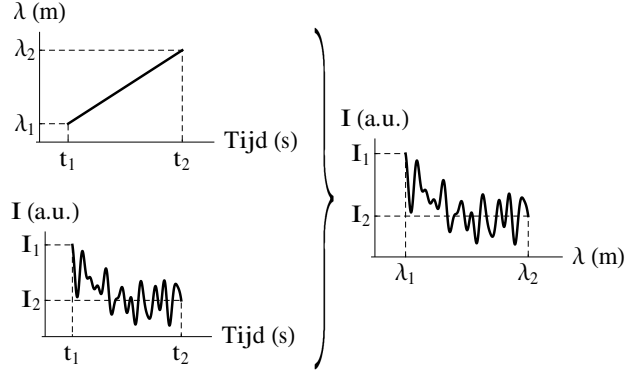
bij deze golflengtes niet goed. Het zou dus mooi zijn als er een manier is om het spectrum van het interferentiesignaal te bepalen zonder het gebruik van een spectrograaf. Dit is precies wat er gebeurt bij *swept-source-OCT*.

2.4 *Swept-source-OCT*

In figuur 8 is de opstelling die bij *swept-source-OCT* wordt gebruikt schematisch weergegeven. De opstelling bevat zowel elementen van TD-OCT als van SD-OCT (resp. figuren 6 en 7): er wordt één detector gebruikt (TD-OCT) en de referentiespiegel beweegt niet (SD-OCT). Het nieuwe aspect zit in de lichtbron: bij *swept-source-OCT* wordt een laserbron gebruikt die heel snel achter elkaar licht met verschillende golflengtes produceert. De laser ‘veegt’ als het ware door een bepaald golflengtebereik. Daarom wordt de bron een *swept-source* laserbron genoemd.

2.4.1 Constructie van het spectrum

De golflengte van het geproduceerde licht is tijdsafhankelijk: $\lambda = \lambda(t)$. De detector meet de intensiteit van het interferentiesignaal. Omdat de golflengte tijdsafhankelijk is, zal de gemeten intensiteit óók tijdsafhankelijk zijn: $I = I(t)$. De gemeten intensiteit hangt af van de golflengte en kan dus ook beschreven worden als $I = I(\lambda(t))$. Als bekend is op welke



Figuur 9: *Schematische weergave van de vertaalslag van $\lambda(t)$ en $I(\lambda)$ naar $I(\lambda)$. Om deze vertaalslag te kunnen maken is het signaal van de k-clock nodig.*

manier de golflengte van de tijd afhangt, kunnen de bekende functie $\lambda(t)$ en gemeten functie $I(t)$ samen vertaald worden naar een golflengteafhankelijk interferentiesignaal, $I(\lambda)$. Op deze manier kan dus het spectrum van het interferentiesignaal worden bepaald. In figuur 9 is deze omzetting naar $I(\lambda)$ geïllustreerd aan de hand van drie grafieken: als $\lambda(t)$ en $I(\lambda)$ bekend zijn (de twee linker grafieken), kan daaruit $I(\lambda)$ worden afgeleid (de rechter grafiek). In de praktijk wordt voor deze vertaalslag een zogenaamde *k-clock* gebruikt. De werking hiervan zal in paragraaf 3.2.3 worden besproken.

Als het spectrum van het interferentiesignaal eenmaal bekend is, moet deze informatie nog vertaald worden naar een dieptescan: er moet nog worden uitgerekend vanaf welke dieptes in het voorwerp licht is weerkaatst en in welke mate.

2.4.2 Constructie dieptescan

Om uit het gemeten spectrum een dieptescan (vanaf nu ‘A-lijn’ genoemd) te construeren moeten twee stappen worden genomen. In de eerste plaats moet het spectrum als functie van de golflengte vertaald worden naar een spectrum als functie van het zogenaamde *k*-getal. In de tweede plaats moeten van dit nieuwe spectrum de Fourierelementen bepaald worden. In deze handleiding zal niet diep op de theorie van Fouriertransformaties worden ingegaan. Voor meer informatie over Fouriertransformaties, zie referenties [2] en [3].

De relatie tussen golflengte en *k*-getal is relatief eenvoudig:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (5)$$

De eenheid van het *k* is dus $[\text{m}^{-1}]$. De vertaling naar *k* is nodig omdat *k* en afstand *x* een zogenaamd Fourierpaar vormen.

De Fouriertransformatie van het (k -afhankelijke) spectrum levert complexe getallen, z_i , op. De index, i , van deze complexe getallen komt overeen met de diepte in het voorwerp. Het tiende complexe getal, z_{10} , komt bijvoorbeeld overeen met 3,0 mm diep en het elfde complexe getal, z_{11} , met 3,1 mm. De absolute waarden van de complexe getallen, $|z_i|$, komen overeen met de mate van reflectie op de betreffende diepte. Als geldt $|z_{11}| > |z_{10}|$, dan zal er meer reflectie optreden bij een diepte van 3,1 mm dan bij 3,0 mm. Door voor alle dieptes $|z|$ te bepalen kan zo een A-lijn worden geconstrueerd.

Een hoge waarde van $|z|$ betekent een hoge reflectie, maar wat betekent dat voor de structuur van het voorwerp? Licht wordt weerkaatst door ‘sterke’ overgangen in optische dichtheid. De optische dichtheid van een materiaal is hetzelfde als de brekingsindex. De brekingsindex, n , is de verhouding tussen de lichtsnelheid in vacuüm, c , en de snelheid, v_m , waarmee licht door een medium kan: $n = \frac{c}{v_m}$. Licht zal dus (deels) worden weerkaatst als de voortplantingssnelheid in het materiaal verandert. Kortom, een hoge waarde van $|z|$ betekent dat er op de betreffende diepte een sterke verandering van brekingsindex plaatsvindt. Het weerkaatste licht duidt dus op een verandering in de dichtheid of de structuur van het weefsel, en daarmee op een verandering in de aard daarvan – en dat is biologisch relevante informatie.

Nu bekend is op welke manier het spectrum van het interferentiesignaal bepaald kan worden bij een *swept-source*-OCT opstelling en hoe dit interferentiesignaal kan worden omgezet in een A-lijn, is het belangrijk verder in te gaan op de laserbron zelf. Daarnaast zijn de volgende begrippen van belang: coherentielengte, axiale resolutie en laterale resolutie. In de komende paragrafen zullen deze onderwerpen worden besproken.

2.5 Laserbron

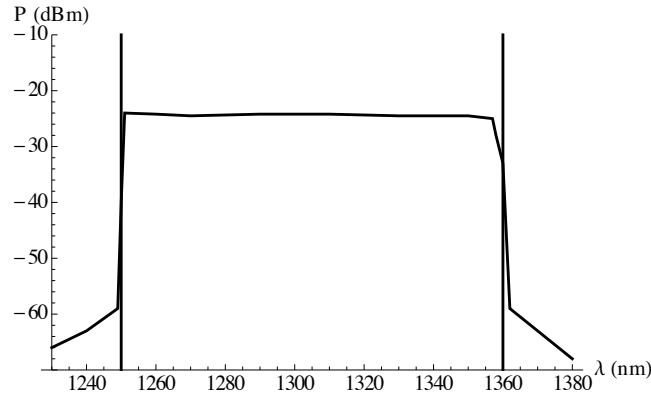
2.5.1 Power spectrum

Zoals eerder beschreven, produceert de laserbron die bij *swept-source*-OCT wordt gebruikt achtereenvolgens licht met verschillende golflengtes. In figuur 10 is een zogenaamd *power spectrum* van de laserbron weergegeven. Het vermogen is uitgedrukt in dBm. Een vermogen van 0 dB komt overeen met 1 W en een vermogen van 0 dBm komt overeen met 1 mW. Een vermogen in dBm kan als volgt worden omgerekend naar een vermogen in mW:

$$P[\text{mW}] = 10^{(P[\text{dBm}]/10)}. \quad (6)$$

Een vermogen van -25 dBm komt dus overeen met ongeveer $3,2 \mu\text{W}$. De grafiek in figuur 10 geeft alleen aan welke vorm het spectrum van de laser heeft [4]. Het gemiddelde vermogen dat daadwerkelijk uit de laser komt ligt rond de 20 mW, wat overeenkomt met ongeveer 13 dBm. Om reële waardes uit figuur 10 te halen, moet grafiek dus zo’n 38 dBm omhoog worden verplaatst.

Het precieze vermogen dat uit de laser komt is niet heel belangrijk. Veel belangrijker is dat het vermogen bij golflengtes kleiner dan 1250 nm en groter dan 1360 nm verwaarloosbaar klein is. De bandbreedte van de laserbron is dus 110 nm. Een andere belangrijke



Figuur 10: *Power spectrum van de laserbron. De grafiek geeft slechts de vorm van het power spectrum weer. Het werkelijke gemiddelde vermogen van de laser ligt rond de 20 mW, wat overeenkomt met +13 dBm.*

parameter van de laserbron is de centrale golflengte. Deze bedraagt 1305 nm. In tabel 1 staan de belangrijkste parameters van de laserbron[?].

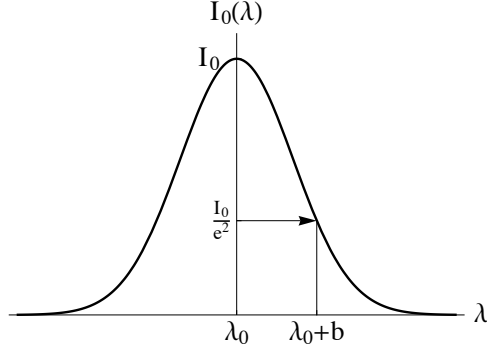
2.5.2 Bandbreedte en instantane lijnbreedte

De laser produceert achtereenvolgens licht met verschillende golflengtes. Deze afzonderlijke golflengtes hebben echter een eindige breedte. Met andere woorden: als je op één moment in de tijd kijkt naar het licht dat uit de laser komt, dan zul je niet een oneindig smalle piek zien bij de golflengte die op dat moment uit de laser komt. In plaats daarvan zal er een Gaussische lichtbundel uit de laser komen. De intensiteit van een Gaussische lichtbundel is golflengteafhankelijk:

$$I(\lambda) = I_0 e^{-\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{b}\right)^2} \quad (7)$$

Grootheid	Symbool	Waarde
Minimale golflengte	λ_{min}	1249,4 nm
Maximale golflengte	λ_{max}	1359,6 nm
Bandbreedte	$\Delta\lambda$	110,2 nm
Centrale golflengte	λ_c	1304,5 nm
Gemiddeld vermogen	P_{gem}	24,2 mW

Tabel 1: *Parameters van de laserbron zoals die door de producent zijn opgegeven.*



Figuur 11: *Schematische weergave van een Gaussische lichtbundel. De instantane lijnbreedte b geeft aan in hoeverre de lichtbundel gecentreerd is rond de centrale golflengte λ_0 .*

Hierin is I_0 de maximale intensiteit, λ_0 de centrale golflengte en b de instantane lijnbreedte. De instantane lijnbreedte b is zo gedefinieerd dat bij een golflengte die precies b afwijkt van de centrale golflengte de intensiteit zal zijn afgenomen tot $\frac{I_0}{e}$. In figuur 11 is schematisch een Gaussische lichtbundel weergegeven.

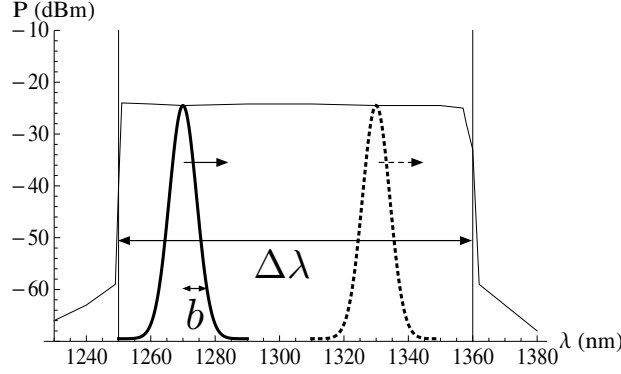
Binnen de volledige bandbreedte van laserbron worden er dus voortdurend smalle gaussische lichtbundels geproduceerd. In figuur 12 zijn zowel de volledige bandbreedte, $\Delta\lambda$, als de instantane lijnbreedte, b , weergegeven. Zowel de volledige bandbreedte als de instantane lijnbreedte zullen aan bod komen in de paragrafen over coherentielengte en resolutie.

2.6 Coherentielengte

Een belangrijk begrip binnen de OCT is ‘coherentielengte’. Stel dat de laserbron die hierboven beschreven is een lichtbundel produceert met golflengtes tussen λ_1 en λ_2 ($\lambda_1 = \lambda_0 - b$ en $\lambda_2 = \lambda_0 + b$). Als deze lichtbundel door een *beam splitter* gaat, de tweede gevormde lichtbundels een gelijke afstand afleggen en vervolgens weer bij elkaar komen, zal er *constructieve* interferentie optreden. Dit is precies wat er gebeurt in een Michelson interferometer als beide armen even lang zijn (zie figuur 3). De coherentielengte, l_c , is het minimale weglengteverschil tussen beide gevormde lichtstralen waarbij *destructieve* interferentie plaatsvindt. Er zal voor het eerst destructieve interferentie optreden als geldt:

$$n\lambda_1 = (n - \frac{1}{2})\lambda_2 \quad \Rightarrow \quad n = \frac{\lambda_2}{2(\lambda_2 - \lambda_1)} = \frac{\lambda_2}{2\Delta\lambda}. \quad (8)$$

Hierin is $\Delta\lambda = (\lambda_2 - \lambda_1)$ en n het aantal golflengten λ_1 dat minimaal tussen beide lichtbundels moet zit voordat er destructieve interferentie optreedt. Voor de coherentielengte



Figuur 12: Schematische weergave van zowel de volledige bandbreedte, $\Delta\lambda$, als van de instantane lijnbreedte, b .

geldt dus:

$$l_c = n\lambda_1 = \frac{\lambda_1\lambda_2}{2\Delta\lambda} \approx \frac{\lambda_1^2}{2\Delta\lambda}. \quad (9)$$

Dit is nogal een ‘vrije’ afleiding. In de literatuur wordt over het algemeen niet gekeken naar wanneer er voor het eerst volledige destructieve interferentie optreedt. In plaats daarvan wordt gekeken wanneer de intensiteit voor het eerst gehalveerd is of voor het eerst met een factor e gedaald is.

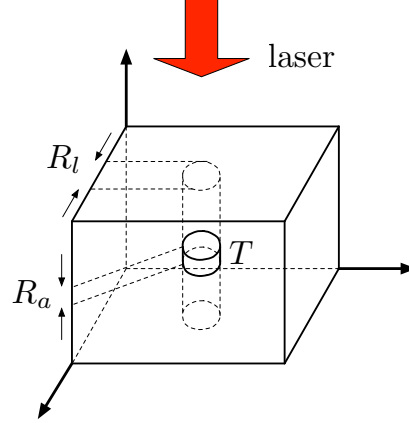
Deze coherentielengte bepaalt hoe diep een dieptescan kan komen.

2.7 Resolutie

Bij de constructie van een A-lijn spelen twee verschillende resoluties een rol. De *axiale* resolutie, R_a , bepaalt de resolutie in de *diepte* en de *laterale* resolutie, R_l , bepaalt de resolutie in de *breedte*. In figuur 13 zijn de twee verschillende resoluties schematisch weergegeven. Het laserlicht komt in de figuur van boven en de afmetingen van het trommelvorige object T komen overeen met de verschillende resoluties.

2.7.1 Axiale resolutie

In paragraaf 2.4.2 is behandeld hoe uit het golflengte afhankelijke spectrum via het k -spectrum uiteindelijk de dieptescan bepaald kan worden. Het verband tussen de bandbreedte van de bron en de axiale resolutie volgt uit de discrete Fouriertransformatie. De



Figuur 13: Schematische weergave van de axiale resolutie R_a en de laterale resolutie R_l . Het laserlicht komt in de figuur van boven en de afmetingen van object T komen overeen met de verschillende resoluties.

afleiding zal hier niet worden behandeld, maar het resultaat is als volgt:

$$R_a = \frac{1}{\Delta k} = \frac{1}{k_{max} - k_{min}} = \frac{1}{\frac{2\pi}{\lambda_{min}} - \frac{2\pi}{\lambda_{max}}} = \frac{\lambda_{min}\lambda_{max}}{2\pi(\lambda_{max} - \lambda_{min})} = \frac{\lambda_{min}\lambda_{max}}{2\pi\Delta\lambda}. \quad (10)$$

De axiale resolutie wordt dus direct bepaald door de ‘bandbreedte’ in k -getal, Δk , en indirect ook door de ‘normale’ bandbreedte $\Delta\lambda$. Als de waarden voor λ_{min} en λ_{max} (zie tabel 1) in vergelijking 10 worden ingevuld, volgt daaruit dat $R_a \approx 2,45 \mu\text{m}$.

De axiale resolutie volgt ook uit de coherentielengte van het volledige spectrum dat de bron uitzendt. Als je in vergelijking 9 voor λ_2 λ_{max} invult en vervolgens voor λ_{max} en $\Delta\lambda$ de waarden uit tabel 1 gebruikt, kom je uit op een axiale resolutie van zo’n $8 \mu\text{m}$. Dit is in dezelfde orde van grootte als de eerder genoemde $2,45 \mu\text{m}$. Het verschil komt doordat er verschillende definities voor de coherentielengte zijn. Voor meer informatie over coherentielengte, zie referentie [2].

2.7.2 Laterale resolutie

De laterale resolutie wordt bepaald door de vorm van laserbundel in het weefsel. Als de laserbundel sterk op één punt gefocust is, zal alleen licht dat precies in dat focus weerkaatst wordt bijdragen aan het interferentiepatroon. Voor meer informatie over de vorm van Gaussische laserbundels, zie referentie [2].

3 Opstelling

De opstelling die bij het OCT-practicum wordt gebruikt, bestaat uit veel verschillende onderdelen. Figuur 8 geeft schematisch een versimpelde vorm van de opstelling weer. Figuur 14 geeft schematisch de opstelling weer die daadwerkelijk wordt gebruikt. De verschillende elementen in deze figuur zijn al besproken of zullen in dit hoofdstuk worden besproken. In dit hoofdstuk zal een onderscheid worden gemaakt tussen de optische elementen aan de ene kant en de elementen die verantwoordelijk zijn voor de aansturing en data-acquisitie aan de andere kant.

3.1 Optische elementen

In de versimpelde schematische weergave van de opstelling (figuur 8) lijkt het alsof het licht zich door lucht (of vacuüm) beweegt. In de gebruikte opstelling gaat nagenoeg al het licht door glasvezels. Deze glasvezels zijn dan ook opgenomen in de realistische schematische weergave van de opstelling (figuur 14). Daarnaast bevat de gebruikte opstelling een aantal elementen die niet in de versimpelde weergave zitten: een zogenaamd *Scanning Galvo System*, twee *circulators*, twee polarisators en een diafragma met een lens. Deze elementen zullen elk kort worden besproken.

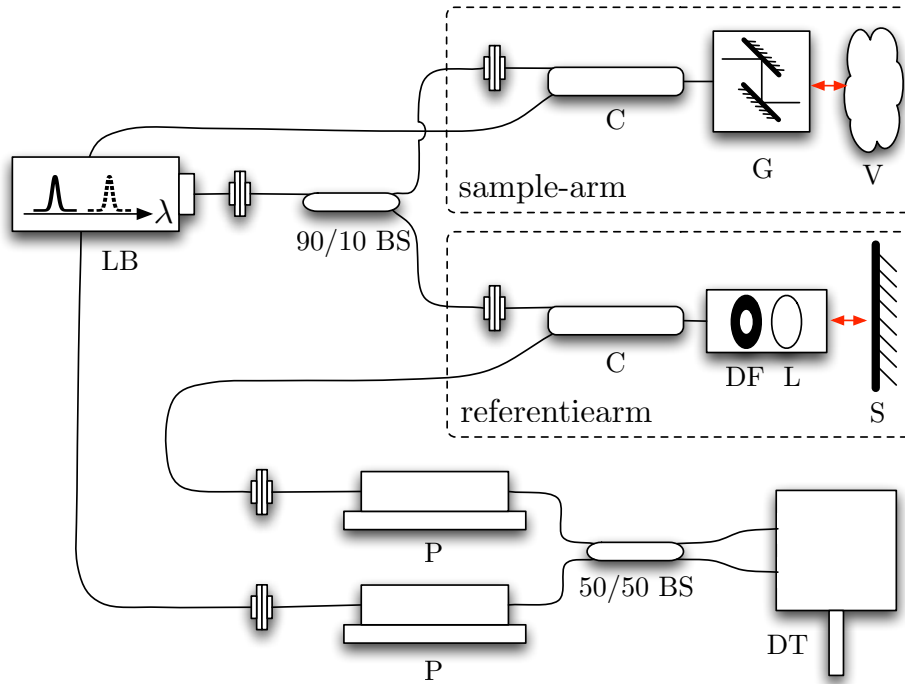
In figuur 17 is een foto te zien van het optische deel van de opstelling. De gelabelde elementen zijn ook te zie in figuur 14.

3.1.1 Scanning Galvo System

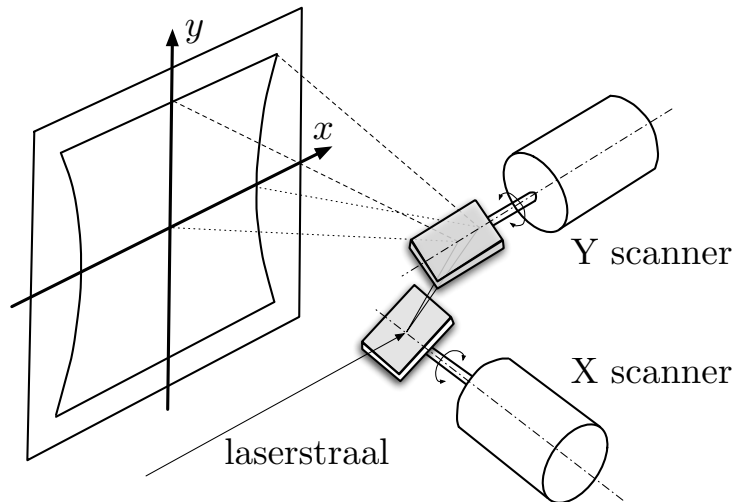
Het *Scanning Galvo System* (kort: de *galvos*) is schematisch weergegeven in figuur 15. De inkomende laserstraal wordt via twee spiegels naar het voorwerp gestuurd. Met behulp van alleen de X-scanner kunnen verschillende A-lijnen naast elkaar worden gemaakt. Dit resulteert in een zogenaamde B-scan. Door ook gebruik te maken van de Y-scanner kunnen verschillende B-scans worden gecombineerd tot een volumescan (ook wel C-scan genoemd). Een C-scan is dus een 3-dimensionale doorsnede van het voorwerp waar op elk punt de reflectiviteit te zien is.

3.1.2 Circulator

Een circulator is een optisch element met drie poorten. Licht dat via de eerste poort binnenkomt zal via de tweede poort naar buiten gaan. Licht dat via de tweede poort binnenkomt zal via de derde poort naar buiten gaan. In figuur 16 is schematisch een circulator weergegeven. De poorten zijn respectievelijk met P_1 , P_2 en P_3 aangegeven.



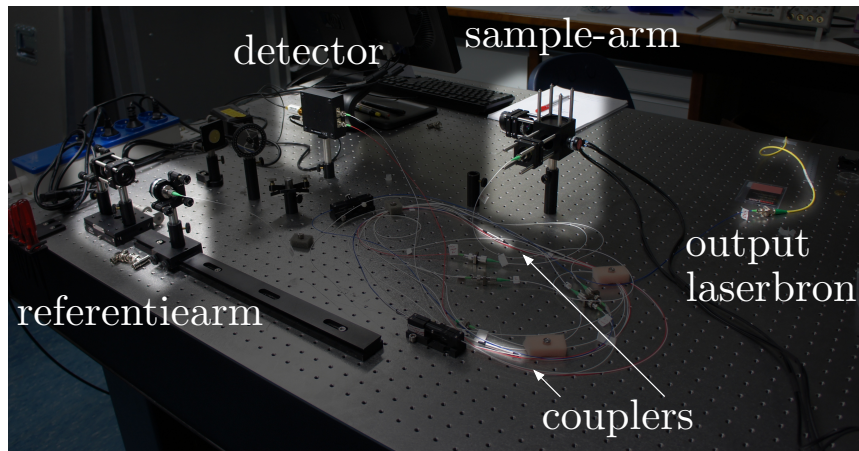
Figuur 14: Schematische weergave van de swept-source-OCT-opstelling die bij het practicum gebruikt wordt. De laserbron (LB) is een swept-source laserbron. Het licht gaat vanuit de laserbron naar een 90/10 beam splitter (90/10 BS). Vervolgens gaat 90% van het licht naar de sample-arm en 10% van het licht naar de referentiearm. In de sample-arm gaat het licht achtereenvolgens door een circulator (C), de galvo's (G) vervolgens via het voorwerp (V) richting de onderste polarisator (P). Het licht in de referentiearm gaat achtereenvolgens door een circulator, een diafragma (DF), een lens (L) en vervolgens via de referentiespiegel (S) richting de bovenste polarisator. Het licht uit beide polarisators komt samen in een 50/50 beam splitter (50/50 BS) en gaat vervolgens naar de detector (DT). NB. De niet gelabelde elementen in deze figuur zijn connectors. Connectors koppelen twee glasvezels aan elkaar. Omdat de connectors in de echte opstelling zijn opgenomen, zijn ze ook in deze schematische weergave opgenomen.



Figuur 15: *Schematische weergave van de galvo's. De X- en Y-scanner maken het mogelijk om een 3-dimensionale scan van het voorwerp te maken.*



Figuur 16: *Schematische weergave van een circulator. Licht dat via de eerste poort (P_1) binnenkomt, zal via de tweede poort (P_2) naar buiten gaan en licht dat via P_2 binnenkomt zal via de derde poort (P_3) naar buiten gaan.*



Figuur 17: Foto van het optische deel van de opstelling.

3.1.3 Polarisator

Een polarisator is een optisch element dat gebruikt wordt om de polarisatierichting van licht te beïnvloeden. Een polarisator is iets anders dan een polarisatiefilter: een polarisatiefilter laat alleen het licht door dat in een bepaalde richting gepolariseerd is en een polarisator verandert de oriëntatie van polarisatie.

De polarisators in de opstelling zorgen ervoor dat het licht van de *sample*- en referentiearm op dezelfde manier gepolariseerd zijn als ze de 50/50 *beam splitter* ingaan. Als de twee lichtstralen niet op dezelfde manier gepolariseerd zijn, zullen ze elkaar minder goed ‘zien’ en zal er dus minder interferentie optreden.

3.1.4 Diafragma en lens

Een diafragma is een nagenoeg ronde opening met een verstelbare diameter. Het diafragma in de opstelling wordt gebruikt om de intensiteit te regelen van het licht in de referentiearm. De lens achter de het diafragma zorgt ervoor dat een zo groot mogelijk deel van het licht na reflectie tegen de referentiespiegel weer terugkomt in de glasvezel.

3.2 Aansturing

In deze paragraaf zal worden uitgelegd hoe de aansturing van de opstelling tot stand komt. In de eerste plaats zal worden behandeld uit welke processen de aansturing bestaat. Het meten van één A-lijn zal hiervoor als uitgangspunt worden genomen. Vervolgens zullen belangrijke begrippen die bij deze processen aan bod komen verder worden uitgelegd.

3.2.1 Processen binnen de aansturing

Om een A-lijn te meten, moet het volgende gebeuren:

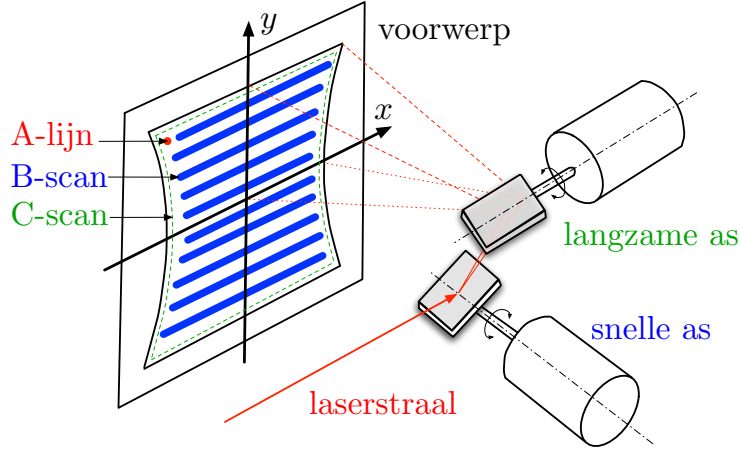
- De laser moet één keer door de bandbreedte ‘vegen’. Met andere woorden: de laserbron moet achtereenvolgens licht produceren met golflengten van 1250 nm tot 1360 nm (zie figuur 12).
- De laser moet een aan het begin van deze ‘veeg’ een signaal genereren zodat de data-acquisitie op het juiste moment kan beginnen. Dit signaal wordt de *sweep trigger* genoemd.
- De laser moet gedurende de ‘veeg’ een signaal genereren waarmee het tijdafhankelijke interferentiesignaal $I(t)$ kan worden vertaald naar het resulterende spectrum $I(\lambda)$ (zie figuur 9). Dit signaal wordt de *k-clock* genoemd.

Om van verschillende A-lijnen een B- en uiteindelijk zelfs een C-scan te maken, moet het volgende gebeuren:

- Het produceren van een B-scan vereist dat de snelle as van de galvos op zo’n manier wordt aangestuurd dat er achtereenvolgens 1024 A-lijnen worden gemaakt die ten opzichte van elkaar steeds een klein stukje zijn verschoven (1024 A-lijnen in een B-scan is de *default* waarde, andere waardes zijn ook mogelijk). Om de galvos aan te sturen, wordt er een ‘snelle’ trapfunctie naar de *galvo driver* gestuurd.
- De data-acquisitie van A-lijnen moet worden gesynchroniseerd met de aansturing van de galvos. Dit is noodzakelijk omdat een B-scan anders niet bestaat uit A-lijnen die daadwerkelijk naast elkaar in het weefsel liggen. Zonder synchronisatie kan het gebeuren dat de eerste A-lijn die wordt binnengehaald halverwege de B-scan hoort en dat de A-lijn die aan het begin had moeten zitten halverwege de B-scan terechtkomt. Om deze synchronisatie te realiseren wordt een zogenaamd *de-inhibit* signaal en een *Digital Delay Generator* (DDG) gebruikt.
- Om van afzonderlijke B-scans een C-scan te maken, moet de langzame as van de galvos op zo’n manier worden aangestuurd dat de B-scans ten opzichte van elkaar steeds een klein stukje zijn verschoven. In figuur 18 zijn schematisch een A-lijn, B-scan en C-scan weergegeven.

3.2.2 Sweep trigger

De *sweep trigger* wordt geproduceerd door de laserbron. Het signaal is óf laag (0 V) óf hoog (1,2 V). Zodra dit signaal hoog wordt begint de laser met de ‘veeg’ door het spectrum. Het signaal van de *sweep trigger* is weergegeven in figuur 21(a).



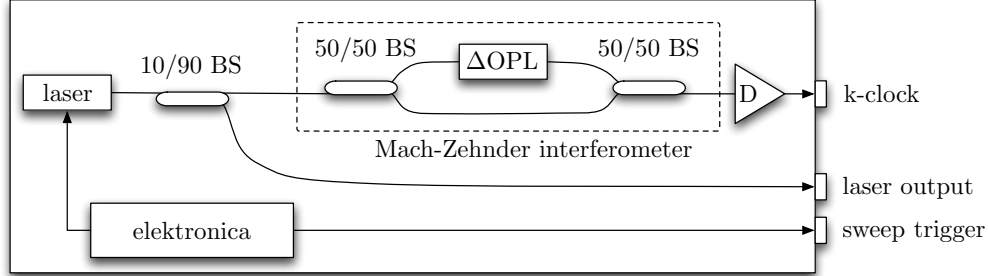
Figuur 18: Schematische weergave van de A-lijn, B-scan en C-scan. Een diepte-scan op één punt wordt een A-lijn genoemd. Door de spiegel op de snelle as te draaien kan een B-scan geproduceerd worden. Door met goede timing ook de langzame as te draaien kunnen verschillende B-scans gecombineerd worden tot een C-scan.

3.2.3 K-clock

De k -clock wordt ook geproduceerd door de laserbron. Tot nu toe is altijd gezegd dat de k -clock wordt gebruikt om de vertaalslag te maken van $\lambda(t)$ en $I(t)$ naar $I(\lambda)$. In werkelijkheid wordt de k -clock echter gebruikt om van $k(t)$ en $I(t)$ naar $I(k)$ te gaan. Hiervoor is een signaal nodig dat een hoog signaal geeft elke keer dat de laser een stap maakt naar licht met een hoger k -getal. Om dit signaal te genereren zit in de laserbron een zogenaamde Mach-Zehnder interferometer.

In figuur 19 zijn de laserbron en de ingebouwde Mach-Zehnder interferometer schematisch weergegeven. De 10/90 *beam splitter* stuurt 10% van het geproduceerde laserlicht naar de interferometer. Hier wordt dit licht in twee lichtbundels gesplitst. Van deze twee bundels moet een bundel de extra weglengte ΔOPL afleggen. Deze extra weglengte wordt zo gekozen dat hij ongeveer gelijk is aan de instantane lijnbreedte van het laserlicht. Het interferentiesignaal dat hierdoor optreedt wordt vertaald naar een signaal dat een piek heeft elke keer dat het k -getal van het licht een vaste waarde Δk veranderd is.

De wijze waarop dit signaal totstandkomt is niet intuïtief dus dit zal aan de hand van vier grafieken worden uitgelegd. Stel dat $\Delta\text{OPL} = 10$ m. De grootste golflengte die hier precies in 'past' is $\lambda = 10$ m. De op een na grootste golflengte die hier precies twee keer in past $\lambda = 5$ m, etc. In figuur 20(a) zijn voor dit voorbeeld de golflengtes uitgezet tegen hoe vaak ze in ΔOPL passen. Figuur 20(a) kan worden getransformeerd naar figuur 20(b)



Figuur 19: Schematische weergave van de laserbron met de ingebouwde Mach-Zehnder interferometer. Doordat 10% van het geproduceerde laserlicht naar de interferometer gaat, kan een k -clock signaal geproduceerd worden.

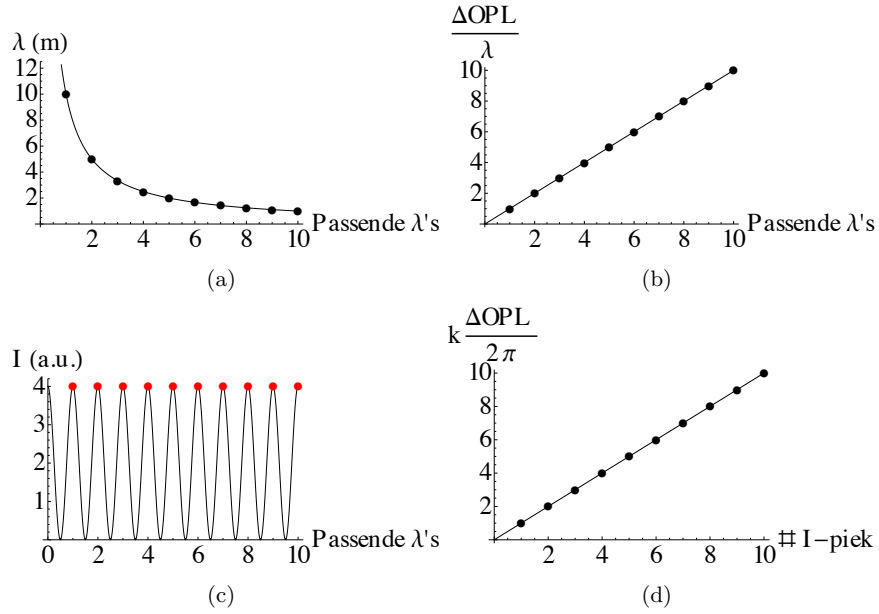
door niet λ op de y -as te zetten, maar $\frac{2\pi}{\lambda}$.

De interferometer kan registreren wanneer de golflengte een geheel aantal malen in ΔOPL past, want dan vindt er maximale constructieve interferentie plaats. Het interferentiesignaal als functie van hoe vaak λ in ΔOPL past, is weergegeven in figuur 20(c). Met behulp van een elektronisch element kan een signaal worden gecreëerd dat hoog wordt bij elke intensiteitspiek (de rode bolletjes in figuur 20(c)). De eerste I -piek komt overeen met de situatie dat de golflengte één keer in ΔOPL past, de tweede I -piek met de situatie dat de golflengte twee keer in ΔOPL past, etc. Dit signaal is het k -clock signaal.

Aangezien $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, geldt dat $\frac{\Delta\text{OPL}}{\lambda} = k \frac{\Delta\text{OPL}}{2\pi}$. Met dit gegeven kan uit figuren 20(b) en 20(c) figuur 20(d) bepaald worden. In figuur 20(d) staat op de x -as de index van de piek in het k -clock signaal en op de y -as iets dat recht evenredig is met k . Omdat in figuur 20(d) een lineair verband is weergegeven, is hiermee aangetoond dat de k -clock een piek heeft elke keer dat het k -getal van het licht een vaste waarde Δk veranderd is. Het k -clock signaal kan dus worden gebruikt om de vertaalslag te maken naar een k -spectrum.

3.2.4 Snelle trapfunctie

De snelle trapfunctie wordt gebruikt om de snelle as van de *galvos* mee aan te sturen. Elk voltage van deze trapfunctie komt overeen met een stand van snelle as. Voor het maken van één A-lijn moet de snelle as in een positie blijven staan en moet het voltage van de snelle trapfunctie dus ook hetzelfde blijven. In figuur 21(a) is één ‘trede’ van de snelle trapfunctie weergegeven (in het rood). In figuur 21(b) zijn zo’n 20 treden te zien. Gedurende elk van deze treden zal één A-lijn geproduceerd worden.



Figuur 20: De totstandkoming van het k -clock signaal. (a) Hier wordt de golflengte uitgezet tegen hoe vaak deze golflengte in ΔOPL past. (b) Getransformeerde variant van figuur a: $\lambda \Rightarrow \frac{\Delta OPL}{\lambda}$. (c) Het interferentiesignaal in de Mach-Zehnder interferometer als functie van hoe vaak λ in ΔOPL past. Met rood zijn de pieken aangegeven. Bij elk van deze pieken wordt het k -clock signaal hoog. (d) Op de x -as staan de indices van de intensiteitspieken uit figuur c (en dus momenten waarop het k -clock signaal hoog wordt) en op de y -as iets dat recht evenredig is met k . Uit deze figuur volgt dus dat de k -clock een piek heeft elke keer dat het k -getal van het licht een vaste waarde Δk veranderd is.

3.2.5 Langzame trapfunctie

De langzame trapfunctie is vergelijkbaar met de snelle trapfunctie maar stuurt de langzame as aan in plaats van de snelle as. Gedurende één B-scan moet het voltage van de langzame trapfunctie hetzelfde blijven. In figuur 21(c) zijn de eerste twee treden van de langzame trapfunctie weergegeven (in het blauw). In dezelfde figuur is goed te zien dat gedurende één trede van de langzame trapfunctie de snelle trapfunctie een volledige periode doorloopt. Dit is ook goed te zien in figuur 21(d).

3.2.6 De-inhibit signaal

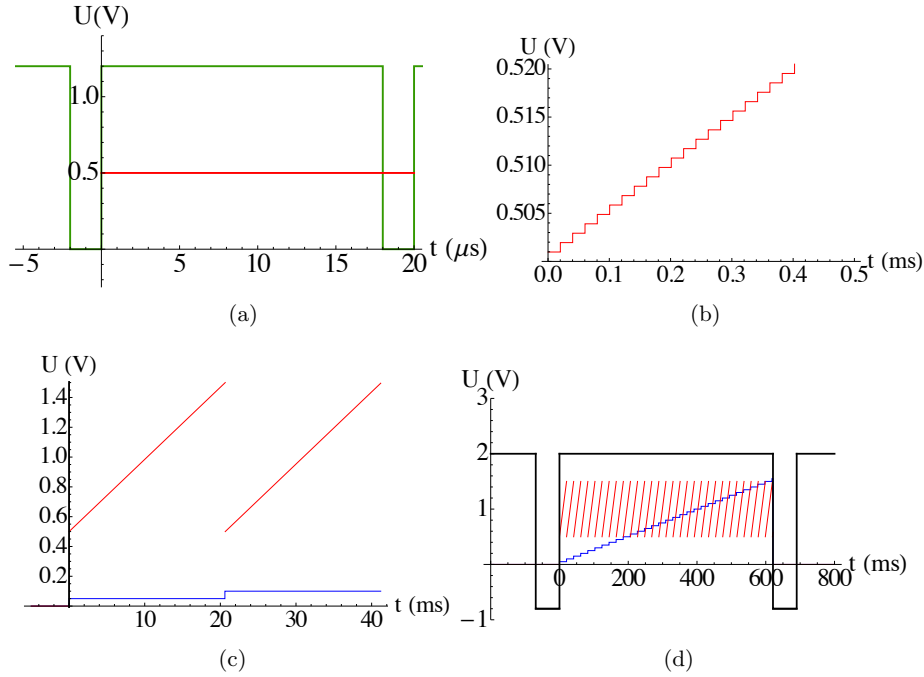
In figuur 21(d) is in het zwart het *de-inhibit* signaal weergegeven. Dit signaal zorgt ervoor dat de snelle en langzame trapfunctie gesynchroniseerd worden met de data-acquisitie. Het signaal wordt gegenereerd door hardware van National Instruments (NI). Deze NI-hardware zorgt ervoor dat gelijktijdig het *de-inhibit* signaal hoog wordt en de trapfuncties naar de *galvo drivers* worden gestuurd. Het de-inhibit signaal gaat naar de *Digital Delay Generator* (DDG) en zorgt ervoor dat de DDG de *sweep trigger* van de laserbron ‘doorstuurt’ naar de data-acquisitiekaarten (DAQ). Zodra de DAQ de *sweep trigger* binnenkrijgt, wordt de data-acquisitie gestart. Het *de-inhibit* signaal zorgt er op deze manier voor dat de data-acquisitie gelijktijdig start met het aansturen van de *galvos*.

3.2.7 Overzicht aansturing

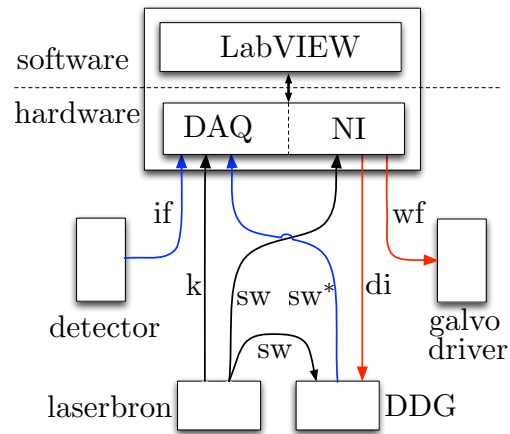
In figuur 22 zijn alle elementen en signalen die een rol spelen bij de aansturing schematisch weergegeven. Er wordt een onderscheid gemaakt tussen software en hardware. De hardware in deze opstelling wordt aangestuurd met een computer waarop LabVIEW geïnstalleerd is. In deze computer is een data-acquisitiekaart (DAQ) ingebouwd. Daarnaast is er hardware van National Instruments (NI) ingebouwd. De data-acquisitiekaart is speciaal ontwikkeld voor de communicatie met de detector en laserbron. Daarnaast zijn er nog een *Digital Delay Generator* (DDG) en een *galvo driver* in de opstelling opgenomen.

De NI-hardware zal gelijktijdig de trapfuncties (*wave forms*, wf) en het *de-inhibit* signaal (di) genereren. Deze signalen zijn in het rood weergegeven. Vervolgens produceert de DDG een sweep trigger signaal (sw*) waardoor de DAQ het interferentiesignaal (if) van de detector zal binnenhalen. Deze signalen zijn in het blauw weergegeven. De *k-clock* wordt gebruikt om het if-signaal om te zetten in spectra die lineair zijn in *k*-getal en de *sweep trigger* die uit de laserbron komt (sw) wordt gebruikt als timer voor de NI-hardware. Daarnaast wordt deze trigger ook naar de DDG gestuurd, alwaar deze alleen naar de DAQ wordt doorgestuurd als het *de-inhibit* signaal hoog is.

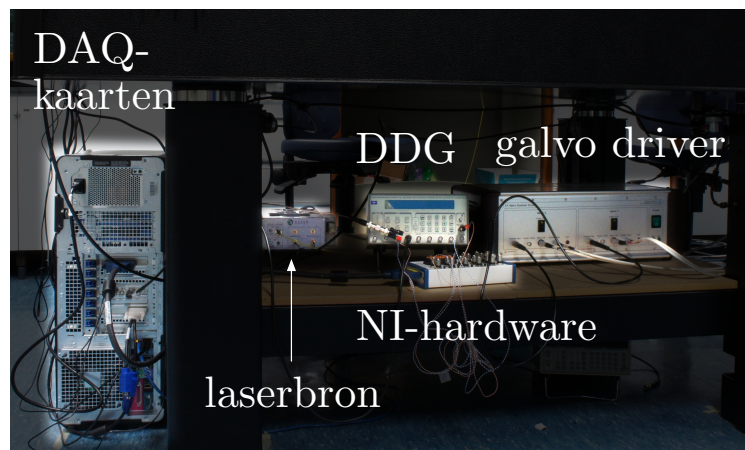
In figuur 23 is een foto te zien van het aansturende deel van de opstelling. De gelabelde elementen zijn ook te zien in figuur 22.



Figuur 21: Overzicht van de verschillende signalen die een rol spelen bij de aansturing van de opstelling. (a) De sweep trigger is in het groen weergegeven. Gedurende één sweep trigger zal het signaal voor de snelle as van de galvos hetzelfde blijven. Dit signaal is in het rood weergegeven. (b) Om een B-scan te maken moet de snelle as snel achter elkaar over kleine hoeken draaien. Het signaal voor de snelle as bestaat dus uit de trapfunctie met steeds een ander voltage wat steeds tot een andere hoek van de snelle as leidt. (c) Het signaal voor de langzame as in het blauw weergegeven. Na elke B-scan zal dit signaal iets hoger worden. Hierdoor kunnen verschillende B-scans worden gemaakt die ten opzichte van elkaar steeds een klein stukje zijn verschoven en zo een C-scan vormen. (d) Het de-inhibit signaal is in het zwart weergegeven. Dit signaal synchroniseert de start van de galvos met de start van de data-acquisitie.



Figuur 22: Schematische weergave van de elementen en signalen die een rol spelen bij de aansturing van de opstelling. In het rood zijn de wave forms (wf) en het de-inhibit signaal (di) weergegeven die gelijktijdig door de National Instruments hardware (NI) worden gegenereerd. In het blauw zijn de sweep trigger (sw)* en het interferentiesignaal (if) weergegeven. De overige signalen zijn de k-clock (k) en de sweep triggers die door de laserbron worden geproduceerd (sw).



Figuur 23: Foto van het aansturende deel van de opstelling.

4 Voorbeeldexperimenten

In dit hoofdstuk zullen drie voorbeeldexperimenten worden besproken. Het eerste experiment is een experiment waarmee de galvos gekalibreerd kunnen worden. Met het tweede experiment kan een A-lijn gekalibreerd. Het derde experiment is een experiment waarin een 3-dimensionale C-scan van de huid wordt gemeten.

4.1 Kalibratie galvos

Een relatief eenvoudige manier om het Scanning Galvo System te kalibreren is door een liniaal te scannen. In het ideale geval heeft de liniaal maatstreepjes die in de liniaal geslepen zijn. OCT is immers ontwikkeld om kleine afstand verschillen te meten. Een liniaal zonder reliëf kan echter ook worden gebruikt, want OCT is ook in staat om onderscheid te maken tussen verschillende maten van reflectie.

De gebruikte liniaal heeft maatstreepjes van 0,5 mm die in de liniaal zijn geslepen. In dit experiment wordt alleen de snelle as gekalibreerd en wordt de langzame as niet gebruikt. Bij de eerste meting wordt de snelle as zo ingesteld dat er in totaal 1024 stapjes worden gemaakt en dat de totale amplitude van de stapfunctie 3 V is. Bij de tweede meting blijft het aantal stapjes hetzelfde, maar wordt de amplitude van het signaal teruggebracht naar 1 V. Bij de tweede meting wordt dus een B-scan gemaakt die bestaat uit evenveel datapunten als de bij de eerste meting, maar de verschillende A-lijnen zullen dichter op elkaar liggen.

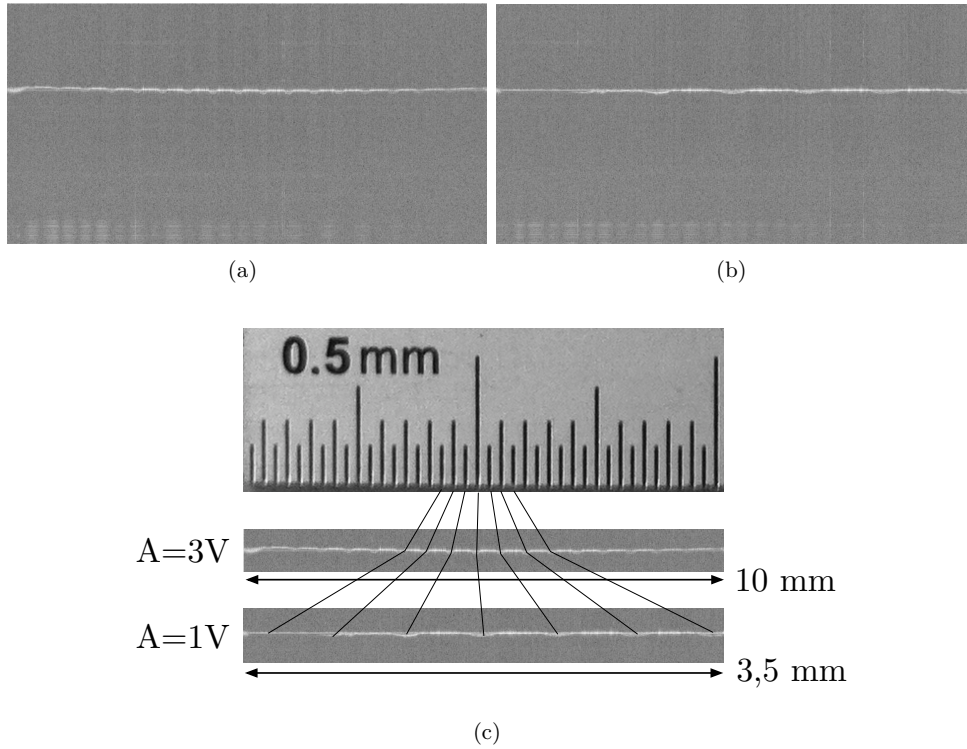
In figuren 24(a) en 24(b) zijn respectievelijk de B-scans van de eerste en tweede meting weergegeven. Vervolgens zijn er uitsnedes gemaakt uit de twee B-scans met dezelfde breedte als de B-scans. De uitsnedes zijn samen met gebruikte liniaal weergegeven in figuur 24(c). Door te kijken naar het aantal halve millimeterstreepjes dat gescand is, kan de breedte van de B-scan worden bepaald. In figuur 24(c) is een indicatie van deze breedtes gegeven. Een amplitude van 3 V komt ongeveer overeen met 10 mm en een amplitude van 1 V komt ongeveer overeen met 3,5 mm.

De metingen zijn alleen gedaan om te laten zien hoe de galvos gekalibreerd *kunnen* worden. Om een nauwkeurige kalibratie te maken, moeten de gemaakte B-scans nauwgezet worden geanalyseerd. Dat is in dit experiment niet gebeurd.

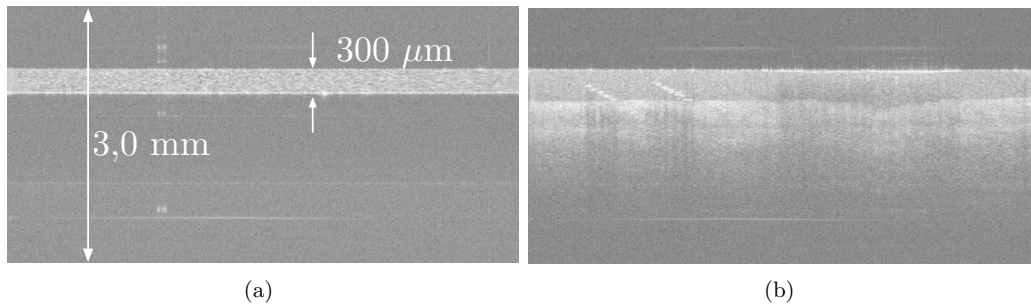
4.2 Kalibratie A-lijn

Naast de kalibratie van de galvos is het ook belangrijk om te weten welke datapunten in een A-lijn overeenkomen met welke diepte. Er zijn verschillende manieren om dit te doen. In dit geval is ervoor gekozen om een fantoom te meten met een bekende dikte. Het gebruikte fantoom is een laagje siliconen waar titaniumoxide in verwerkt is. Bij de productie van het fantoom is ervoor gezorgd dat het laagje precies 300 μm dik is.

In figuur 25(a) is de resulterende B-scan weergegeven. Aangezien de dikte van het fantoom bekend is, kan de totale diepte van A-lijnen worden berekend. In dit geval gaan de A-lijnen 3,0 mm diep.



Figuur 24: (a) *B*-scan van een liniaal. De amplitude van de gebruikte trapfunctie is 3,0 V. (b) *B*-scan van dezelfde liniaal, maar nu met een amplitude van 1,0 V. (c) Een foto van de gebruikte liniaal en uitsnedes van de *B*-scans in figuren a en b. In deze figuur is aangegeven welke streepjes op de liniaal overeenkomen met welke patronen in de *B*-scans. Op deze manier is het mogelijk om de snelle as van de galvos te kalibreren: een amplitude van 1,0 V komt ongeveer overeen met 3,5 mm.



Figuur 25: (a) *B-scan van een 300 μm dik fantoom. Het fantoom is een siliciumlaagje waar titaniumoxide in verwerkt is. Met behulp van de bekende dikte van het fantoom, kan de totale diepte van de A-lijnen worden berekend. In dit geval is dat 3,0 mm.* (b) *B-scan van de vingertop van een duim.*

4.3 Meting C-scan

In dit experiment is een C-scan gemaakt van de vingertop van een duim. De galvos zijn zodanig afgesteld dat snelle as 1024 stapjes maakt met een totale amplitude van 1,0 V en dat de langzame as 100 stapjes maakt met een totale amplitude van 0,1 V. De ‘datadichtheid’ langs beide assen is op deze manier hetzelfde. In figuur 25(b) is een afzonderlijke B-scan van de gemaakte C-scan weergegeven.

Op papier is het erg moeilijk om een volumescan af te beelden. Door deze link te volgen, kan een *geloopt* filmpje worden bekeken waarin 20 B-scans achter elkaar zijn geplakt: tinyurl.com/OCTduim. De video heeft geen hoge kwaliteit, maar geeft wel een indruk van wat er mogelijk is met de opstelling.

Referenties

- [1] D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, “Optical coherence tomography,” *Science* **254**(5035), 11781181 (1991).
- [2] Eugene Hecht, *Optics*, Addison Wesley, San Francisco, Fourth Edition, 2002.
- [3] Jaap Buning, *Uitleg over Fourieranalyse*
- [4] Axsun Technologies, *Axsun 1310 Swept Source Engine Test Data*, SN: A10120062, 17 December, 2010.