



Universiteit
Antwerpen

Departement Fysica
Faculteit Wetenschappen
Universiteit Antwerpen

PROEFSCHRIFT TER VERKRIJGING VAN DE GRAAD VAN MASTER IN DE FYSICA

Karakterisering van een hogesnelheids-X-stralen beeldvormingsopstelling voor gebruik in tomografie

Voorgelegd door:
Joaquim SANCTORUM

Promotor:
Prof. Dr. Joris DIRCKX

Datum:
28 mei 2018

Academiejaar 2017 - 2018

Some time ago, I investigated the possibility that a computer might be able to reconstruct a picture from sets of very accurate X-ray measurements taken through the body at a multitude of different angles.

– Godfrey Hounsfield

Samenvatting

In dit proefschrift werden enkele specificaties onderzocht van een nieuwe opstelling voor hogesnelheids-X-stralen tomografie. Een dergelijke opstelling is nodig om de morfologische evolutie te kunnen opvolgen van proefdieren die snel ontwikkelen, bijvoorbeeld biggen. Deze ontwikkelen een stabiele gang binnen 96 uur, wat impliceert dat de longitudinale studie zeer snel uitgevoerd moet worden. Uit deze longitudinale studie kan een dierenmodel opgebouwd worden dat zal helpen om fundamentele inzichten te creëren binnen de ontwikkeling van het motorisch systeem van premature baby's. Dit fundamenteel begrip ontbreekt momenteel, zodat er ook geen gepaste behandelingen bestaan voor premature baby's die, door een groeiachterstand, problemen in de ontwikkeling van het motorisch systeem ondervinden. Met behulp van deze nieuwe opstelling kan na verloop van tijd deze kennis vergaard worden.

Er wordt een nieuwe, onconventionele medische X-stralen set-up geïntroduceerd, welke uitgerust is met hogesnelheidscamera's die toelaten om zeer snel een volledige set van projecties op te nemen. In deze set-up worden twee X-stralenbronnen en detectoren gebruikt, welke in de toekomst de mogelijkheid zullen bieden om aan dubbelenergie X-stralen tomografie te doen, wat de benodigde informatie over de structuur van de zachte weefsels levert.

In dit werk werden enkele basiseigenschappen van het beeldvormingssysteem onderzocht, die noodzakelijke informatie verschaffen voor de verdere ontwikkeling van de set-up. Eerst werd er op basis van geometrische metingen afgeleid hoe diep de effectieve bronnen van de X-stralenbuizen (focale spots) en de scintillatieoppervlakken van de detectoren liggen binnen hun behuizing. Dit laat toe de geometrie van het beeldvormingssysteem op een nauwkeurige manier te definiëren, wat noodzakelijk is om succesvolle reconstructies te maken. Verder werd nagegaan wat de optimale ruimtelijke resolutie is die haalbaar is in de beelden, waarbij deze bleek af te hangen van de positie van het te onderzoeken object tussen bron en detector. De metingen toonden het bestaan aan van een ideale zone voor het plaatsen van het object, waarbinnen de optimale ruimtelijke resolutie werd gegarandeerd. Eén van de redenen voor het bestaan van deze zone is de eindige grootte van de focale spot, welke eveneens bepaald werd in dit proefschrift. Hiervoor werden twee technieken gebruikt, waarbij de eerste techniek gebaseerd is op het opmeten van de penumbra die ontstaat bij het beeldvormen van een eenvoudig, dens object. Deze techniek leverde ontoereikende resultaten op en een tweede techniek, gebaseerd op het zoeken naar nulpunten in de modulatie transfer functie, werd succesvol toegepast. Vervolgens werd het ontwikkelde draaiplatform getest, waarbij de nadruk lag op de stabiliteit van de rotatiesnelheid. Met behulp van laser doppler vibrometrie en marker tracking werd gevonden dat de hoeksnelheid oscillaties vertoont, waardoor de afgelegde hoek afwijkt van een verwachte lineaire toename. Tot slot werd een simulatie gemaakt in Matlab, waarbij onderzocht werd welke artefacten de oscillaties in hoeksnelheid zouden kunnen introduceren in de gereconstrueerde beelden. De aanwezige artefacten waren meer uitgesproken naarmate de rotatiesnelheid van het platform toenam.

Abstract

In this work various specifications of a novel set-up for high speed X-ray tomography were studied. This novel set-up is necessary for monitoring the morphological evolution of fast developing laboratory animals, for example piglets. Piglets develop a stable gait within 96 hours, which implies that the longitudinal study has to be carried out very fast. From such a longitudinal study, an animal model can be constructed that yields fundamental insights in the development of the motoric system of premature babies. This fundamental understanding is currently lacking, as well as the existence of appropriate treatments for premature babies suffering from deficits in the development of the motoric system due to growth retardation. Using this novel set-up, the necessary knowledge comes within reach.

A novel, unconventional medical X-ray set-up is introduced, equipped with high speed cameras enabling the recording of a full set of projections in a matter of seconds. In this set-up, two X-ray sources and detectors will be used that will, eventually, enable the possibility to carry out dual energy X-ray tomography, yielding the necessary information about the constitution and structure of the soft tissue present in the research subjects.

In this dissertation some basic features of the imaging system were studied, that provide essential information for the further development of the system. First, the effective depth of the sources of the X-ray tubes (focal spots) and the scintillation planes of the detectors within their protective housing was determined based on geometrical measurements. This enables the precise definition of the geometry of the imaging system, which is needed to calculate high quality reconstructions. Next, the optimal spatial resolution that can be achieved in the images was examined and the results showed a dependence of the spatial resolution on the position of the object between the source and the detector. The measurements indicated the existence of an ideal zone for the object to be placed, assuring an optimal spatial resolution. The existence of this zone is partly due to the finite size of the focal spot, which was also determined in this dissertation using two different techniques. The first technique was based on the measurement of the penumbra formed by imaging a simple, dense object, but the results of this technique were insufficient. A second technique, based on zero points in the modulation transfer function, was applied successfully. Next, the custom made rotation platform was tested, focussing on the stability of the rotation velocity. Using laser doppler vibrometry and marker tracking, oscillations in the angular velocity of the platform could be observed, implying a deviation of the temporal behaviour of the rotation angle from the expected linear increase. Last, a simulation was implemented in Matlab to determine which artefacts could be introduced in the reconstructed images because of the oscillations in angular velocity. The artefacts present in the simulated reconstructions were more prominent as the angular velocity increased.

Dankwoord

Er wordt gezegd dat de laatste loodjes het zwaarst wegen. Ik heb echter het geluk gehad dat ik doorheen mijn opleiding mijn loodjes nooit alleen heb moeten dragen, waardoor deze laatste loodjes veel draaglijker geworden zijn. Graag zou ik deze bladzijde gebruiken om mijn dank voor enkele mensen rondom mij te vereeuwigen, zonder wie niet alleen deze thesis niet tot stand zou zijn gekomen, maar ook mijn opleiding en persoonlijke ontwikkeling er anders hadden uitgezien.

Eerst en vooral gaat mijn dank uit naar mijn promotor, Prof. Dr. Joris Dirckx, om mij na het inleveren van mijn bachelorproef aan boord te houden en me de kans te geven mijn masterproef bij hem te volbrengen. Als opportunist heb ik deze kans met open handen aangenomen en mij volledig *gesmeten* in de hoop om een goed resultaat af te leveren. Verder kon ik steeds rekenen op goede begeleiding en kwam ik dankzij hem in contact met de wereld van X-stralen beeldvorming. Ook wil ik hem bedanken voor het scheppen van toekomstperspectieven naar de volgende jaren toe, wat tot vorig jaar nog een groot vraagteken was. Graag zou ik ook de rest van Bimef bedanken voor de aangename werksfeer en collegialiteit. In het bijzonder nog een welgemeende *bedankt* aan het adres van William Deblauwe om me te begeleiden bij de laser doppler vibrometrie.

Verder wil ik graag Dr. Sam Van Wassenbergh (nogmaals) bedanken. Sam begeleidde mij telkens bij het opnemen van de X-stralenprojecties en kwam af en toe met creatieve ideeën om een bepaalde experimentele opstelling te verbeteren. Dankzij hem kon ik snel overweg met de XMAlab software en kon ik hem altijd een mailtje sturen als ik vragen had. Zonder Sam waren de komende pagina's blanco, dus ik ben hem zeker mijn dank verschuldigd.

Mijn eerste ervaringen met X-stralen (micro) tomografie werden opgedaan aan de KU Leuven onder het toezicht van Prof. Dr. Martine Wevers. Graag zou ik aan haar en haar collega's bij MTM mijn dank uiten om mij de kans te geven daar stage te lopen. Mede dankzij hen heb ik ervaren hoe het is om mee te draaien in een onderzoeksgroep en ik draag deze positieve ervaring voor altijd mee.

Ook mijn medestudenten verdienen veel dank. Zij zorgden er mee voor dat mijn vijf jaren als student aan de universiteit gevuld waren met vriendschap en fijne momenten. Er was altijd een goed groepsgevoel en ik koester de banden die zijn gesmeed gedurende deze jaren. Ook de rol van de professoren en assistenten, die ons onderwezen hebben en hun kennis zo goed mogelijk aan ons hebben overgedragen, wil ik extra in de verf zetten. Het is mede dankzij hen dat ik weet wat ik nu weet (al moet ik toch toegeven dat ik niet álles heb onthouden ...).

Het is tijd om een gevoelige snaar te raken en mijn gezin te bedanken. Woorden schieten (ver) tekort om uit te drukken welke dankbaarheid en appreciatie ik voel voor mijn ouders om me alle kansen te geven en vertrouwen in mij te hebben. Zonder hen had ik niet gestaan waar ik nu sta en was ik niet de man geworden die ik nu ben. Ten alle tijden kan ik op hen rekenen, onvoorwaardelijk. Bedankt, grote broer, om (nog steeds) mijn rolmodel en grote voorbeeld te zijn.

Audrey ben ik ook veel dank verschuldigd. Ik mag *mijn pollekes kussen* met een vriendin zoals jij. Bedankt om me in alles te steunen en altijd voor me klaar te staan.

Tot slot wil ik mijn vrienden bedanken om van tijd tot stond te luisteren naar mijn *geleuter* over fysica. Misschien kan ik jullie ooit toch overtuigen dat, diep vanbinnen, jullie ook fysici zijn.

Inhoudsopgave

1	Inleiding	1
2	Principes van X-stralen tomografie	3
2.1	Het opwekken van X-stralen: de X-stralenbuis	3
2.2	De focale spot en het lijn-focus principe	5
2.3	Interactie van X-stralen met materie	6
2.3.1	Rayleighverstrooiing	6
2.3.2	Comptonverstrooiing	6
2.3.3	Foto-elektrische absorptie	7
2.3.4	Paarproductie	8
2.3.5	De wet van Lambert-Beer	8
2.4	Types bundels	9
2.5	Tomografie en reconstructiemethoden	10
2.5.1	Tomografie	10
2.5.2	Reconstructiemethoden	12
3	Laser Doppler Vibrometrie	15
3.1	Introductie	15
3.2	Werkingsprincipes	15
3.3	Radiële snelheid	17
4	Korte beschrijving van het systeem	18
5	Geometrie van de opstelling: diepte van bron en detector	19
5.1	Introductie	19
5.2	Methodologie	19
5.2.1	Theorie	19
5.2.2	Werkwijze	20
5.3	Resultaten	22
5.4	Discussie	24
5.5	Intensiteit van beide detectoren	25
6	Ruimtelijke resolutie van het beeldvormingssysteem	27
6.1	Methodologie	27
6.1.1	Gebruikt testobject	27
6.2	Experimentele opstelling en werkwijze	28
6.3	Resultaten	29
6.4	Discussie	33
7	Bepaling van de focale spotgrootte	35
7.1	Methodologie	35
7.1.1	Het vormen van een penumbra	35
7.1.2	De modulatie transfer functie en onechte resolutie	37
7.2	Resultaten	39

7.2.1	Het vormen van een penumbra	40
7.2.2	Onechte resolutie	42
7.3	Discussie	47
7.3.1	Het vormen van een penumbra	47
7.3.2	Onechte resolutie	48
8	Het draaiplatform: stabiliteit van de rotatiesnelheid	49
8.1	Introductie en ontwerp van het draaiplatform	49
8.2	Stabiliteit van de rotatiesnelheid: laser doppler vibrometrie	50
8.2.1	Experimentele opstelling en werkwijze	50
8.2.2	Verwerking en resultaten	51
8.2.3	Discussie	60
8.3	Stabiliteit van de rotatiesnelheid: <i>marker tracking</i>	61
8.3.1	Experimentele opstelling	61
8.3.2	Verwerking en resultaten	63
8.3.3	Discussie	68
9	Artefacten van de snelheidsoscillaties in tomografie	70
9.1	Introductie	70
9.2	De simulatie	70
9.3	Resultaten	71
9.4	Discussie	74
10	Slotwoord	76
10.1	Samenvatting van de bekomen resultaten	76
10.2	Algemeen besluit	77

1. Inleiding

Het gebruik van X-stralen computertomografie (CT) kent verscheidene toepassingen, waarvan de bekendste ongetwijfeld het gebruik is in de medische wereld. Het was de eerste niet-invasieve techniek die informatie kon verschaffen over de interne structuur van het menselijk lichaam, zonder dat er overlap was van verschillende interne anatomische structuren [1], dit in tegenstelling tot een röntgenfoto.

De eerste generatie van CT-scanners werd gebouwd in 1971 door EMI en bestond in essentie uit een penseelvormige bundel die systematisch over de patiënt werd bewogen om zo een set van projectie-data te bekomen [2]. Het verzamelen van een dataset duurde op deze manier vier tot vijf minuten. Na jaren van ontwikkeling kwam er een waaierbundel tot stand waardoor de bestralingstijd (en dus de opgenomen stralingsdosis) verminderd kon worden tot enkele tientallen seconden, aangezien met eenzelfde bundel een veel groter volume belicht kon worden dan in het geval van de penseelbundel. Dit type bundel werd in de volgende drie generaties van scanners gebruikt. Moderne ontwikkelingen binnen X-stralen tomografie bevinden zich vooral in dubbel-energie CT, helicale CT en *cone-beam* CT (kegelvormige bundel) [3, 4]. Vaak is het doel van de ontwikkelingen om de tijdsduur van de scan te verminderen, waardoor ook de radiatiedosis afneemt, of de resolutie van de gereconstrueerde beelden te verbeteren.

Ook buiten de medische context wordt er gebruikgemaakt van X-stralen tomografie. In de materiaalwetenschappen wordt deze techniek bijvoorbeeld regelmatig gebruikt voor het niet-destructief testen van (composiet)materialen. Aan de hand van CT data kunnen 3D-modellen gemaakt worden van de interne structuur van deze materialen, zonder de materialen in kwestie te beschadigen [5]. Aangezien de structuren binnenin een composietmateriaal van nano- of micrometerschaal zijn, spreken we van X-stralen micro-computertomografie, of kortweg micro-CT. Een zeer interessant onderzoeksdomein waarbinnen (micro- of zelfs nano-) CT zijn sterkte laat zien, is het gebied van *tissue engineering* [6]. In dit onderzoeksdomein worden bijvoorbeeld weefsels gegroeid op roosters in verschillende materialen (zoals polymeren), met de bedoeling deze bij patiënten in te planten. De groei van de weefsels op het rooster wordt onderzocht met X-stralen CT, zodat er gecontroleerd kan worden of weefsel en rooster compatibel zijn.

Medische CT-scanners zijn vaak geïntegreerde toestellen waarbij de X-stralenbron en de detector roteren rondom de patiënt die op een bank ligt. De idee achter dit proefschrift is om een opstelling te karakteriseren die gebruikt zal worden voor medische doeleinden, maar niet de vorm heeft van een conventioneel medisch toestel. Zo zullen de bronnen en detectoren stationair zijn, terwijl het te onderzoeken object geroteerd wordt (vergelijkbaar met een opstelling voor micro CT). Er worden enkele technische en geometrische aspecten van de opstelling in kwestie onderzocht, zodat in de toekomst deze opstelling optimaal gebruikt en verder ontwikkeld kan worden.

Om kwaliteitsvolle reconstructies te kunnen maken met de opgenomen projectie-data, is het belangrijk om de geometrie van het beeldvormingssysteem goed te kennen. Dit betekent dat de posities van bron, detector en de rotatieas van het object zeer goed gekend moeten zijn. De eerste stap in dit proefschrift bestaat erin om te achterhalen hoe diep de effectieve bronnen (focale spots) en de scintillatieplaten van de detectoren gelegen zijn binnen hun beschermende behuizing. Als deze afstanden gekend zijn, kan telkens de geometrie nauwkeurig bepaald worden.

De kwaliteit van de CT reconstructies hangt ook af van de kwaliteit van de opgenomen projecties, die op haar beurt afhangt van de ruimtelijke resolutie van het beeldvormingssysteem. Deze ruimtelijke resolutie wordt mede bepaald door de grootte van de zogenaamde focale spot van de X-stralenbuis. De gebruikte X-stralenbuis biedt de mogelijkheid om twee focale spots met een verschillende grootte te gebruiken. Voor beide focale spots zal getracht worden de grootte te bepalen met twee verschillende methoden. Verder wordt de ruimtelijke resolutie van het beeldvormingssysteem onderzocht in functie van de positie van het object. Op deze manier kan een ideale positie van het te onderzoeken object bepaald worden om de kwaliteit van de opgenomen projecties te maximaliseren.

Om aan tomografie te doen, moeten er projecties van het object worden opgenomen onder verschillende oriëntaties. Hiertoe werd een draaiplatform ontwikkeld waarop het object geplaatst kan worden, om zo het object te roteren in de beeldvormingsopstelling. Dit platform kan een snelheid halen van één volledige omwenteling in twee seconden, zodat in combinatie met de hoge snelheidscamera's een volledige set van projecties verzameld kan worden in slechts enkele seconden. In dit proefschrift wordt de stabiliteit van de rotatiesnelheid van dit platform onderzocht.

Vooraleer het platform in de opstelling wordt geplaatst, wordt het snelheidsprofiel gemeten met behulp van laser doppler vibrometrie. Verder wordt het platform in de opstelling geplaatst en worden er beelden opgenomen van een kalibratieobject, dat markers bevat die opaak zijn voor X-stralen. Na kalibratie kunnen doorheen de opgenomen projecties de markers gevolgd worden om opnieuw de stabiliteit van de rotatiesnelheid te onderzoeken. De experimentele data van de rotatiesnelheid verzameld met deze twee methoden, kunnen op hun beurt gebruikt worden om een simulatie van een opname en reconstructie te maken. Op deze manier kan een eerste afschatting gemaakt worden van de artefacten die een onstabiele rotatiesnelheid introduceert in de gereconstrueerde beelden. Op basis hiervan zal beoordeeld worden of het rotatieplatform geschikt is voor toekomstig gebruik.

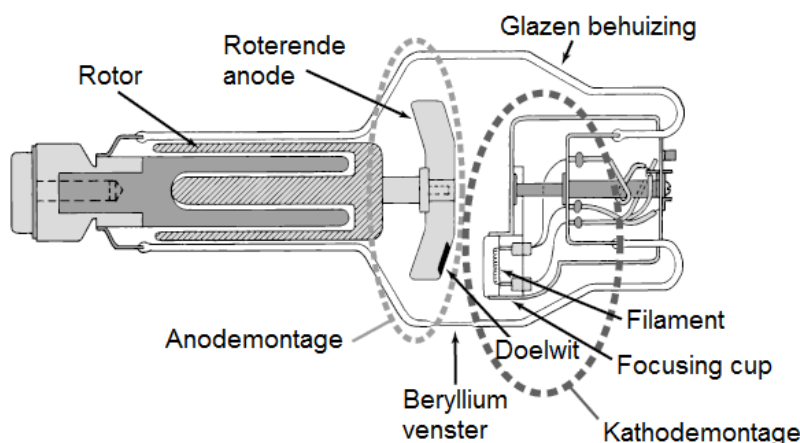
Het uiteindelijke doel na het beëindigen van dit proefschrift is om deze opstelling uit te bouwen tot een geïntegreerde set-up om simultaan dubbel-energie X-stralen tomografie en stereoscopie uit te kunnen voeren op kleine dieren in een zeer korte scantijd. Dit proefschrift is de aanloop naar een groter project, waarbij enkele noodzakelijke eigenschappen van de toekomstige opstelling worden onderzocht.

2. Principes van X-stralen tomografie

In dit deel worden de principes van X-stralen tomografie duidelijk gemaakt. Er zal worden uitgelegd hoe X-stralen worden opgewekt en hoe deze interageren met materie. Verder wordt er aandacht besteed aan wat de focale spotgrootte is, aangezien deze een belangrijke rol speelt in dit proefschrift. De basis van tomografie en reconstructiemethoden komt ook aan bod.

2.1 Het opwekken van X-stralen: de X-stralenbuis

Figuur 2.1 toont een schematische voorstelling van een X-stralenbuis. De belangrijkste delen zijn de roterende anode en het filament (de kathode) waartussen een potentiaalverschil wordt aangelegd. Het filament is een spoel met een diameter die ongeveer 2mm bedraagt, terwijl de lengte vaak een waarde aanneemt van 1cm tot 2cm. Deze spoel bestaat vaak uit wolfram verrijkt met thorium¹ [7]. Wanneer het filament verhit wordt (typisch bij stromen hoger dan 4A), worden er elektronen vrijgemaakt uit de spoel, wat ook thermionische emissie wordt genoemd. De vrije elektronen worden door het aangelegde potentiaalverschil versneld naar de anode. Het aangelegde potentiaalverschil, genaamd de versnelspanning, bedraagt typisch enkele tientallen kilovolt (kV). Het is belangrijk om onderscheid te maken tussen de stroom in het filament en de elektronenstroom die wordt vrijgemaakt uit het filament (*tube current*). De grootte van de elektronenstroom wordt bepaald door de stroom in het filament en heeft typisch een grootte van enkele tientallen milliampère. Het geheel van kathode en anode bevindt zich in vacuüm binnen een glazen behuizing.



Figuur 2.1: Een schematische voorstelling van een X-stralenbuis met een roterende anode. Afbeelding bewerkt uit [7].

De anode is een schijf van snel roterend doelwitmateriaal (*target*) dat in vele gevallen bestaat uit wolfram in legering met bijvoorbeeld rhenium². De elektronen afkomstig van de kathode worden in dit target afgeremd door interactie met de positieve kernen en verliezen hun kinetische energie.

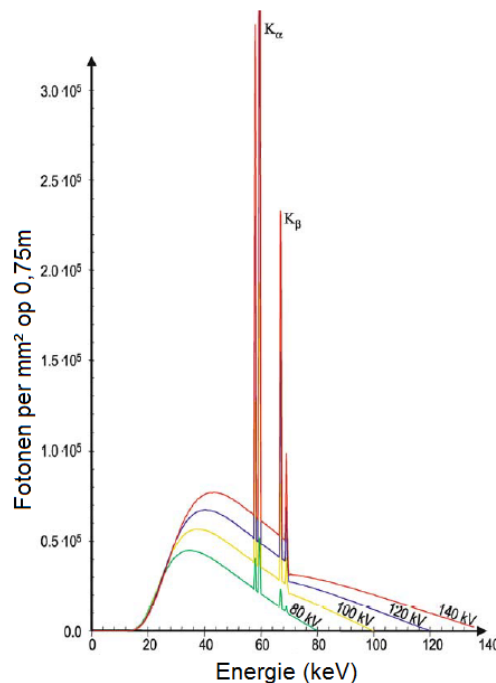
¹Het thorium (1-2%) wordt toegevoegd om de thermionische emissie te verbeteren en de levensduur van de X-stralenbuis te verlengen [7].

²Het rhenium geeft de anode voldoende mechanische sterkte om de spanningen veroorzaakt door de snelle rotatie te weerstaan [7].

Slechts 1% van deze energie wordt gebruikt voor het produceren van X-stralen (remstraling), de andere 99% van de energie wordt omgezet in warmte. Dit is één van de voornaamste redenen waarom de anode snel roteert. Door de snelle rotatie wordt voortdurend een verschillend deel van de anode belicht en ook verhit. Dit zorgt ervoor dat, in tegenstelling tot een statische anode, de anode minder snel oververhit geraakt, waardoor grotere elektronenstromen en belichtingstijden mogelijk worden gemaakt.

De X-stralen die worden geproduceerd, worden isotroop uitgezonden. De X-stralen die gebruikt worden voor het belichten van het object krijgen de mogelijkheid om de glazen behuizing te verlaten door een venster van Beryllium. Het venster is vervaardigd uit Beryllium aangezien Beryllium X-stralen minder zal atteneren dan glas. Verder wordt de glazen behuizing omgeven door een extra beschermende behuizing met een opening (collimator) waarlangs de X-stralen de X-stralenbuis kunnen verlaten. Deze extra behuizing heeft ook als doel om radiologen te beschermen voor elektrocutie.

Het spectrum van remstraling is continu. Afgezien van remstraling kan het ook gebeuren dat een elektron uit de elektronenstroom een elektron van het doelwitmateriaal uit zijn schil kegelt (typisch de K- of de L-schil) waardoor er een niet volledig gevuld energieniveau overblijft. Dit energieniveau kan worden ingenomen door een ander elektron van het doelwitmateriaal met een hogere energie, waarbij het teveel aan energie wordt uitgezonden in de vorm van een X-straal. Wegens de kwantisatie van energieniveaus vormen deze overgangen zeer karakteristieke lijnen in het emissiespectrum [1]. Het uiteindelijke emissiespectrum van de bron zal afhangen van de stroom in het filament, de versnelspanning tussen anode en kathode en uiteraard het doelwitmateriaal. Op figuur 2.2 wordt een typisch spectrum van wolfram getoond voor verschillende waarden van de versnelspanning.

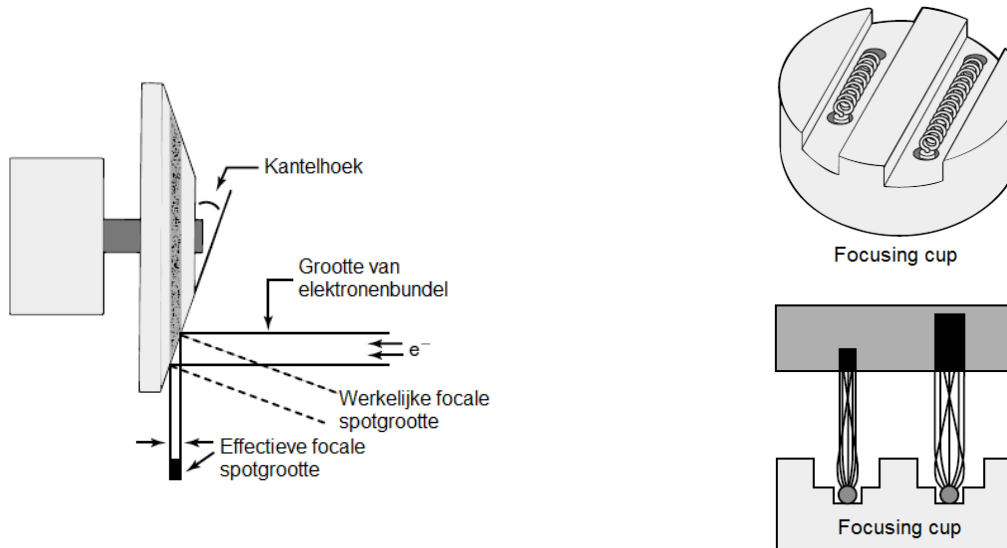


Figuur 2.2: Het emissiespectrum van een wolfram anode voor verschillende waarden van de versnelspanning (80kV, 100kV, 120kV en 140kV). Er is een 2mm Aluminium filter gebruikt en de X-stralen worden gedetecteerd op 0,75m van de bron. Afbeelding bewerkt uit [1].

Een ander belangrijk onderdeel in de X-stralenbuis is de zogenaamde *focusing cup*. De elektronen die het filament verlaten zijn allemaal negatief geladen en stoten elkaar dus af. Als gevolg hiervan heeft de uitgezonden elektronenbundel de neiging om uit te waaiëren. De focusing cup is een metalen beker waarin het filament wordt ingebed. Deze is negatief geladen en zorgt ervoor dat de elektronenbundel gefocuseerd wordt op het oppervlak van de anode.

2.2 De focale spot en het lijn-focus principe

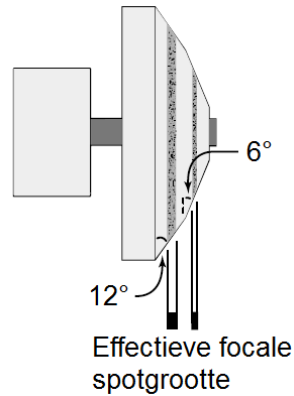
Het oppervlak op de anode waaruit X-stralen worden uitgezonden door het afremmen van elektronen, wordt de focale spot genoemd. Deze wordt eerst en vooral mede bepaald door de vorm en de afmetingen van het verhitte filament. Voor de grootte van de focale spot bestaan enkele verschillende definities en gezien deze een belangrijke rol speelt in dit proefschrift, worden deze definities toegelicht, waarbij verwezen wordt naar het boek van Bushong [7].



Figuur 2.3: Links is een schematische voorstelling van de roterende anode te zien waarop het lijn-focus principe wordt duidelijk gemaakt. Rechts wordt een schematische voorstelling van de werking van de focusing cup weergegeven. Er zijn twee verschillende filamenten te zien die beide een focale spot met verschillende grootte zullen produceren. Afbeeldingen werden bewerkt uit [7].

De elektronen worden uitgezonden door het filament en door de focusing cup gefocuseerd op het oppervlak van de anode. De grootte van het oppervlak op de anode waarop de elektronen gefocuseerd worden, wordt de *werkelijke focale spotgrootte* genoemd.

Het oppervlak van de anode staat niet loodrecht op de invallende bundel elektronen, maar onder een bepaalde hoek (zie figuur 2.3) die typisch tussen 5° en 15° ligt. Als gevolg hiervan wordt het effectieve oppervlak waarop de elektronen invallen kleiner dan het oppervlak van de werkelijke focale spot. Dit principe wordt het *lijn-focus principe* genoemd en het effectieve, verkleinde oppervlak wordt gedefinieerd als de *effectieve focale spotgrootte*. Het is deze effectieve focale spotgrootte die zal geprojecteerd worden op de detector (en tussenliggende objecten uiteraard). In sommige gevallen wordt het vlak van de anode twee maal gekanteld, bijvoorbeeld een eerste knik van 6° met een beetje verder een volgende knik (zie figuur 2.4). Op deze manier kunnen er twee verschillende effectieve focale spotgroottes bekomen worden door de elektronenbundel op het stuk oppervlak met de gewenste hellingshoek te richten. Wanneer er in dit proefschrift gesproken wordt over de focale spotgrootte, wordt de effectieve focale spotgrootte bedoeld.



Figuur 2.4: Schematische voorstelling van een anode met twee verschillende kantelhoeken om twee verschillende effectieve focale spotgroottes te produceren. Afbeelding bewerkt uit [7].

2.3 Interactie van X-stralen met materie

In deze sectie wordt vermeld welke verschillende interacties X-stralen kunnen aangaan met materie en welke interacties een rol spelen in de beeldvorming. De vier belangrijkste interacties zijn Rayleighverstrooiing, Comptonverstrooiing, foto-elektrische absorptie en paarproductie. Voor deze beschrijvingen wordt verwezen naar de boeken van Buzug [1] en Bushong [7].

2.3.1 Rayleighverstrooiing

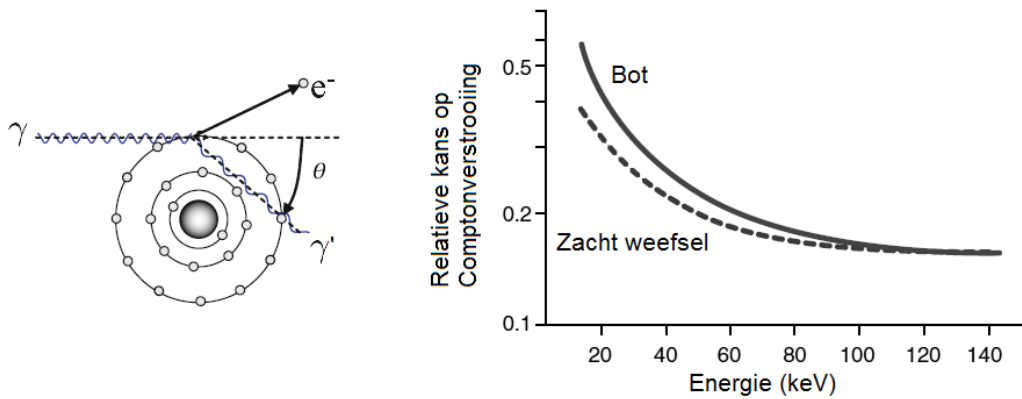
Rayleighverstrooiing is een vorm van elastische verstrooiing, wat impliceert dat de energie van de invallende X-stralen gelijk is aan die van de verstrooide X-stralen. Enkel de propagatierichting verandert omwille van de verstrooiing. Typisch zijn het de X-stralen met een energie kleiner dan $\pm 10\text{keV}$ die via dit kanaal interageren. In het klassieke model laat het elektrisch veld van de invallende bundel X-stralen de sterk gebonden, binnenste elektronen van het materiaal oscilleren. Door deze oscillatie versnellen en vertragen de elektronen voortdurend waarbij, omwille van de vertraging, remstraling vrijkomt in de vorm van X-stralen. Dit klassiek model neemt het kwantumgedrag van licht (beschrijving met fotonen) niet mee in rekening en vertelt dus niet het volledige verhaal. De volgende interacties die beschreven worden, houden hier wel rekening mee. Aangezien de X-stralen die interageren via dit kanaal een lage energie hebben en dus niet talrijk aanwezig zijn in de bundel (zie figuur 2.2), zal dit effect niet sterk van belang zijn voor de beeldvorming. Enkel bij zeer lage versnellingsspanningen kan dit extra ruis introduceren.

2.3.2 Comptonverstrooiing

Bij deze vorm van verstrooiing zal een invallend foton interageren met een elektron uit de buitenste schillen van de atomen in het doelwitmateriaal. Als gevolg van deze interactie zal een deel van de energie van het foton worden overgedragen aan een elektron en wordt dit elektron vrijgemaakt uit het materiaal. Er is een overdracht van energie en dus is er sprake van een niet-elastische verstrooiing. Het zijn de fotonen met een meer gemiddelde energie die via dit kanaal interageren (zie ook figuur 2.5). De verandering in energie kan ook uitgedrukt worden als de verandering in golflengte, aangezien geldt dat $E = \frac{hc}{\lambda}$ met h de constante van Planck, λ de golflengte en c de lichtsnelheid. De verandering in golflengte ($\Delta\lambda$) van het invallend foton als gevolg van Comptonverstrooiing wordt gegeven door:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos(\theta)),$$

met m_e de massa van het elektron en θ de verstrooiingshoek. In figuur 2.5 wordt dit proces schematisch weergegeven.

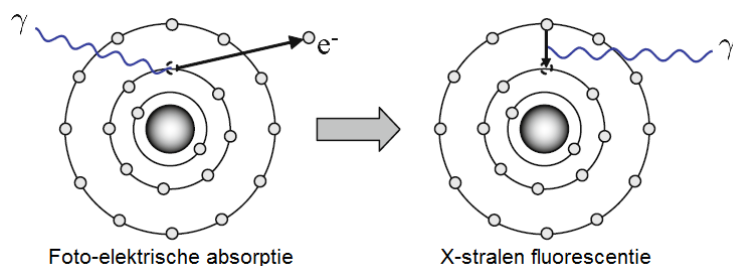


Figuur 2.5: Links: Schematische voorstelling van Comptonverstrooiing met het invallende foton γ en het elektron e^- . Het verstrooide foton (onder een hoek θ) wordt weergegeven door γ' . Afbeelding bewerkt uit [1]. Rechts: Relatieve kans op Comptonverstrooiing voor fotonen in functie van de energie van het foton voor interactie met bot (bovenste curve) en zacht weefsel (onderste curve). Afbeelding bewerkt uit [7].

Als figuren 2.5 en 2.2 naast elkaar worden gelegd, dan kan opgemerkt worden dat het energiebereik waarin Comptonverstrooiing waarschijnlijk is, binnen het emissiespectrum valt en dus zal dit effect belangrijk zijn voor de beeldvorming. De verstrooide X-stralen zorgen voor een uniforme intensiteit op de digitale detector, wat een verminderd contrast in het beeld oplevert.

2.3.3 Foto-elektrische absorptie

Het kan gebeuren dat een invallend foton niet wordt verstrooid, maar volledig wordt geabsorbeerd door een elektron uit een laag energetische schil (typisch de K- of de L-schil). In dit geval neemt het elektron de energie geleverd door het foton volledig op en krijgt een kinetische energie gelijk aan het verschil van de energie van het invallend foton en de bindingsenergie van het elektron. Het bewuste atoom waarin de interactie plaatsvindt, blijft geïoniseerd achter. Het lege energieniveau kan worden opgevuld door een elektron uit een schil met hogere energie (typisch overgangen van L- naar K-schil), waarbij het overschot in energie wordt uitgezonden onder de vorm van een karakteristieke X-straal. Dit proces heet X-stralen fluorescentie. In figuur 2.6 worden deze processen schematisch weergegeven.



Figuur 2.6: Een schematische voorstelling van foto-elektrische absorptie met X-stralen fluorescentie als gevolg. Afbeelding bewerkt uit [1].

De X-stralen uitgezonden door fluorescentie hebben geen diagnostische waarde. Echter, aangezien deze een lage energie hebben (verschil tussen bindingsenergieën van de betrokken schillen) dringen deze de detector niet binnen en hebben deze in het algemeen geen effect op de beelden. Foto-elektrische absorptie is echter wel van belang bij de attenuatie van X-stralen (en dus voor de beeldvorming) aangezien de diagnostische X-stralen een energie hebben die binnen het bereik van dit interactiekanaal valt.

2.3.4 Paarproductie

Ten slotte is er nog een kanaal waardoor X-stralen kunnen interageren met materie dat hier besproken wordt. Wanneer de energie van de invallende X-stralen hoog genoeg is, kunnen zij het atoom binnendringen tot vlak bij de kern. Onder invloed van het sterker wordende Coulombveld van de kern kan het foton desintegreren in een elektron en een positron. Aangezien deze beide een rust-massa hebben van 511keV moet het foton op z'n minst een energie hebben van 1022keV. Deze energieën liggen ver buiten het bereik van de diagnostische X-stralen en dus zal dit interactiekanaal niet van belang zijn voor X-stralen tomografie.

2.3.5 De wet van Lambert-Beer

Wanneer X-stralen door materie passeren, zullen de eerder beschreven interacties ervoor zorgen dat er minder fotonen de detector bereiken, wat attenuatie wordt genoemd. Voor een zeker materiaal wordt de mate waarin X-stralen (of elektromagnetische straling in het algemeen) worden geattenu-eerd aangeduid met de attenuatiecoëfficiënt μ . Deze coëfficiënt is materiaalafhankelijk en heeft als eenheid m^{-1} . Voor de volgende bespreking wordt de uiteenzetting gevolgd van het boek van Buzug [1].

Een X-stralenbundel passeert door een object dat is opgebouwd uit verschillende materialen, zodat de bundel op zijn pad deze verschillende materialen doorkruist. De attenuatiecoëfficiënt hangt op dat moment af van de positie binnen het object, aangezien een verschil in materiaal ook een verschil in attenuatiecoëfficiënt impliceert. Dit wordt aangeduid als $\mu \equiv \mu(\eta)$, waarin η de positie binnen het object is³. Naarmate de bundel door het object passeert, zal de stralingsintensiteit van de bundel (I), welke evenredig is met het aantal fotonen, afnemen. De afname van de intensiteit van de bundel is evenredig met de attenuatiecoëfficiënt en de afgelegde weg binnen het materiaal $\Delta\eta$. Er kan dus geschreven worden:

$$\begin{aligned} I(\eta + \Delta\eta) &= I(\eta) - \mu(\eta)I(\eta)\Delta\eta, \\ &\Downarrow \\ \frac{I(\eta + \Delta\eta) - I(\eta)}{\Delta\eta} &= -\mu(\eta)I(\eta). \end{aligned}$$

Wanneer er een infinitesimale afgelegde weg doorheen het materiaal wordt beschouwd, dan kan van de laatste uitdrukking de limiet genomen worden voor $\Delta\eta \rightarrow 0$ met volgende differentiaalvergelijking als resultaat:

$$\frac{dI(\eta)}{d\eta} = -\mu(\eta)I(\eta).$$

Deze kan zeer eenvoudig geïntegreerd worden van 0 tot een bepaalde positie x , waarbij x kan liggen binnen het materiaal, maar ook erbuiten (bijvoorbeeld ter hoogte van de detector). Zo wordt de intensiteit van de bundel op een positie x gegeven door:

$$I(x) = I_0 \exp\left(-\int_0^x \mu(\eta) d\eta\right), \quad (2.1)$$

waarin I_0 staat voor de intensiteit van de bundel vóór het binnendringen van het object⁴. Uitdrukking (2.1) wordt *de wet van Lambert-Beer* genoemd en geeft weer hoe de intensiteit van een X-stralenbundel afneemt bij een propagatie door materie. In voorgaande afleiding werd er wel een belangrijk detail onder de mat geveegd. De vier eerder beschreven interactiekanaalen zijn allemaal energieafhankelijk en dus zal de attenuatiecoëfficiënt ook energieafhankelijk zijn. Verder is I_0 ook energieafhankelijk aangezien er een compleet spectrum aan X-stralen met verschillende energieën

³Er wordt slechts één dimensie beschouwd.

⁴Deze intensiteit wordt opgemeten door een projectie te maken in afwezigheid van het object, een zogenaamde *flat field*.

wordt uitgezonden door de bron. (zie figuur 2.2). Een correctere vorm voor de wet van Lambert-Beer is dan gegeven door:

$$I(x) = \int_0^{E_{max}} I_0(E) \exp\left(-\int_0^x \mu(E, \eta) d\eta\right) dE. \quad (2.2)$$

Hierin is E_{max} de maximale energie van fotonen aanwezig in de bundel.

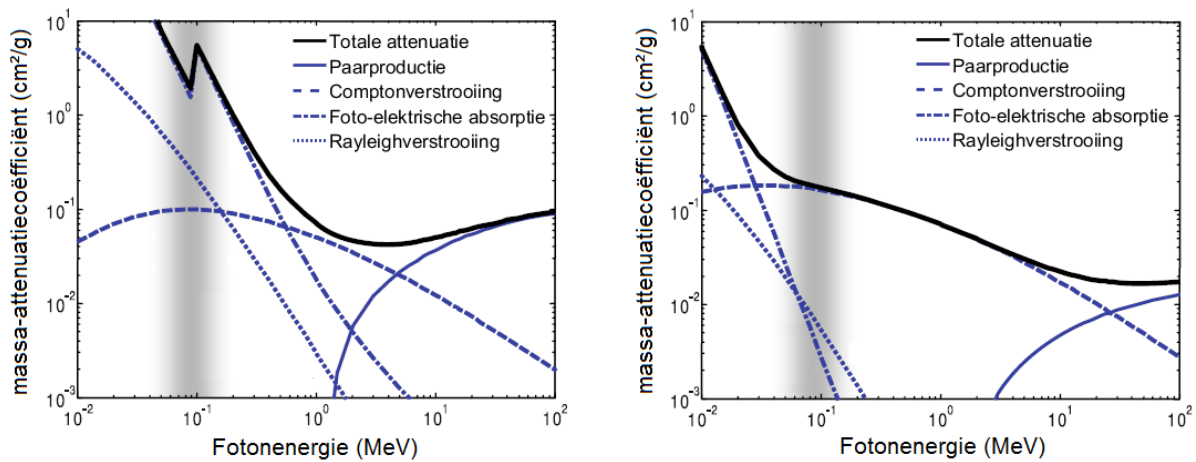
De attenuatiecoëfficiënt bevat alle mechanismen die zorgen voor attenuatie, bijvoorbeeld Rayleigh-verstrooiing, Comptonverstrooiing, foto-elektrische absorptie (FEA) en paarproductie. Deze kan dan geschreven worden als:

$$\mu(E) = \mu_{Rayleigh}(E) + \mu_{Compton}(E) + \mu_{FEA}(E) + \mu_{paar}(E) + \dots,$$

waarbij de puntjes staan voor eventuele niet besproken interactiekanalen. Deze attenuatiecoëfficiënt μ wordt de lineaire attenuatiecoëfficiënt genoemd. In sommige gevallen wordt de materiaalafhankelijkheid er specifiek ingebracht door te werken met de massa-attenuatiecoëfficiënt κ , welke berekend wordt als:

$$\kappa = \frac{\mu}{\rho},$$

waarin ρ de massadichtheid van het materiaal is. κ heeft als eenheid $\frac{m^2}{kg}$. In figuur 2.7 wordt getoond hoe de massa-attenuatiecoëfficiënt zich gedraagt in functie van de energie van de fotonen voor lood en water. Merk op dat binnen het diagnostische bereik (aangeduide energieband) de totale attenuatie in lood veel groter is dan in water. Voor lood is de bijdrage vooral afkomstig van foto-elektrische absorptie en Rayleighverstrooiing. In water komt de belangrijkste bijdrage van Comptonverstrooiing.



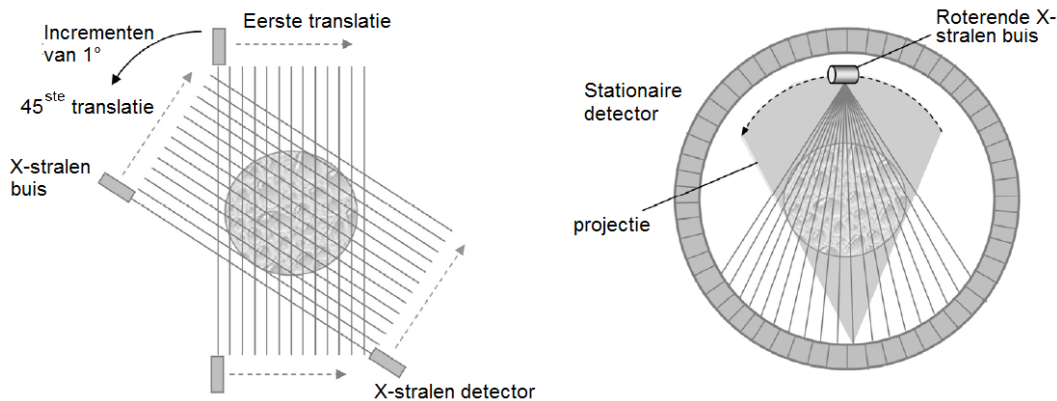
Figuur 2.7: De massa-attenuatiecoëfficiënt κ in functie van de energie van de invallende fotonen. De bijdrage van de vier eerder besproken interactiekanalen wordt weergegeven en de donkergrijze zone duidt het bereik van diagnostische X-stralen aan. Links worden de curves weergegeven voor lood, rechts deze voor water. Afbeelding bewerkt uit [1].

2.4 Types bundels

In beeldvorming met X-stralen worden vaak drie types van bundels onderscheiden, namelijk *parallel beam*, *fan-beam* en *cone-beam*. Een *parallel beam* is een bundel waarin alle X-stralen parallel liggen. Om dit soort bundel te verwezenlijken wordt een X-stralenbron gebruikt die zeer sterk gefocuseerd wordt. De bundel die uit deze bron voortkomt heeft een zeer kleine doorsnede en is dus niet geschikt om een volledig object te belichten. In de eerste generatie van CT-scanners werd dit type bron getransleerd en werd het object gescand volgens een rasterpatroon [2]. Dit werd herhaald voor iedere gewenste projectie-oriëntatie en was dus een zeer tijdrovend proces. In dit geval is er dus geen sprake van een parallelle bundel, maar door het transleren van de bron werd hetzelfde effect gecreëerd in de projecties. Later werden meerdere bronnen van dit type naast elkaar geplaatst om effectief een

parallele bundel te verkrijgen [8].

Bij het opwekken van de X-stralen worden deze vanuit de focale spot isotroop uitgezonden. Het lijkt dus ook veel intuïtiever om te werken met een divergerende bundel. In twee dimensies spreekt men dan van een *fan-beam*, terwijl het equivalent in drie dimensies een *cone-beam* wordt genoemd. Aangezien deze bundels uitwaaiëren, kunnen zij wel in veel gevallen het gehele object belichten. Er moet rekening gehouden worden met de vergroting van het object in de projectie, aangezien de bundel divergeert. In figuur 2.8 wordt het verschil tussen een parallelle bundel en een *fan-beam* duidelijk gemaakt.



Figuur 2.8: Links: eerste generatie van CT-scanners. Een parallelle bundel met zeer kleine doorsnede wordt getransleerd om het gehele object te belichten. Dit wordt herhaald voor elke projectierichting met in dit concreet voorbeeld incrementen van 1°. Rechts: vierde generatie van CT-scanners. De fan-beam belicht het gehele object, maar de projectie ondervindt een vergrotingseffect. Afbeelding bewerkt uit [2].

2.5 Tomografie en reconstructiemethoden

Tot zover werd er besproken wat de mechanismen zijn achter het beeldvormen met X-stralen. De beelden die gevormd worden met X-stralen, zogenaamde projecties, kunnen verder gebruikt worden om aan *tomografie* te doen. Tomografie is een techniek die gebruikt wordt om met behulp van een set van 2D-projecties een 3D-weergave te reconstrueren van het originele object, waarbij vaak de nadruk ligt op de interne structuur. In deze 3D-reconstructie kunnen vervolgens snedes gemaakt worden om de interne structuur bloot te leggen.

2.5.1 Tomografie

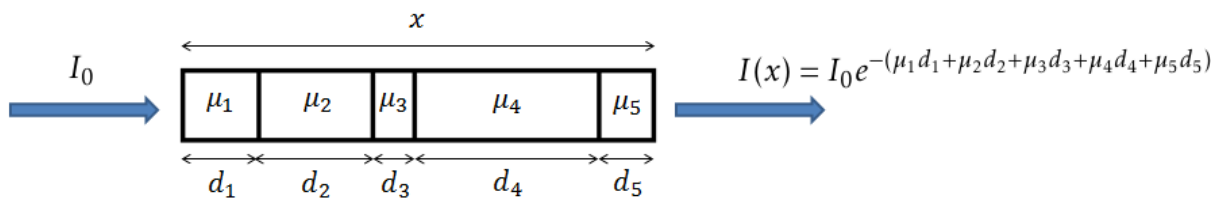
Om aan tomografie te doen worden er eerst projecties van het object gemaakt onder verschillende oriëntaties (typisch enkele honderden tot enkele duizenden projecties). Om dit te doen zijn er twee manieren. Bij de eerste manier wordt het object op een vaste positie geplaatst en roteren de X-stralenbron en de detector op een circulaire (tegenwoordig zijn de banen eerder helisch) baan rondom het object. Dit is het geval bij medische CT. In het tweede geval worden de bron en de detector op een vaste positie geplaatst. Het object wordt vervolgens op een roterend platform geplaatst op de verbindinglijn tussen de bron en de detector, waarbij de rotatieas loodrecht op deze verbindinglijn staat (de rotatieas valt samen met de verticale as). Dit is de gangbare manier in micro CT en ook in dit proefschrift zal dit de manier van werken zijn.

Om tomografie te leren begrijpen, wordt er teruggerepen naar de wet van Lambert-Beer (2.1), waarbij voor de eenvoud het geval van een monochromatische bundel wordt verondersteld. Deze vergelijking kan immers omgevormd worden tot:

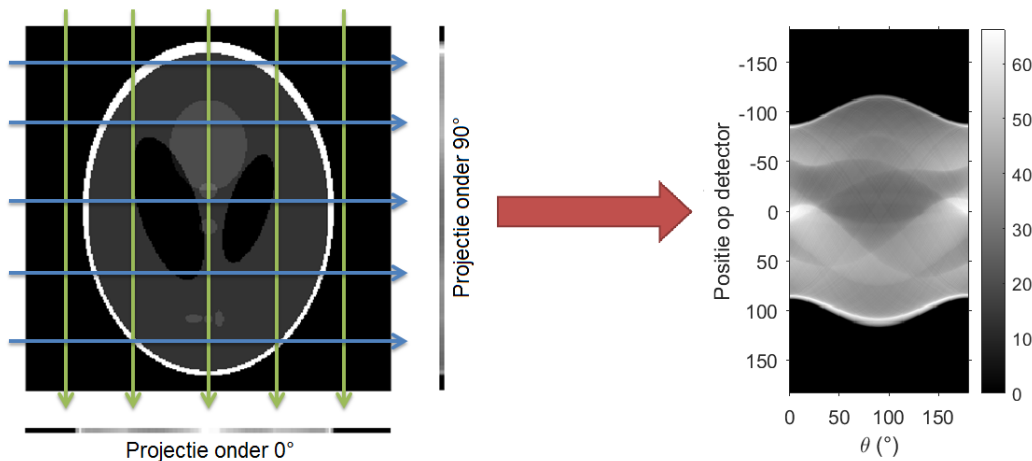
$$-\ln\left(\frac{I(x)}{I_0}\right) = \int_0^x \mu(\eta) d\eta. \quad (2.3)$$

Wanneer een projectie van het object gemaakt wordt, wordt in ieder detectorelement een waarde $I(x)$ vastgelegd. Formule (2.3) zegt nu dat wanneer deze waarden $I(x)$ gedeeld worden door de waarden I_0 (in de overeenkomstige detectorelementen) en vervolgens het natuurlijk logaritme hiervan wordt genomen, dat het resultaat hiervan de integraal levert over de attenuatiecoëfficiënten. Deze integraal bevat dus de informatie over welke materialen de X-straal op zijn pad tegenkomt alvorens gedetecteerd te worden. Dit wordt schematisch weergegeven in figuur 2.9.

Tijdens de opname van de set van projecties wordt het object geroteerd en worden er projecties onder verschillende hoeken verzameld. Op deze projecties wordt bewerking (2.3) toegepast⁵ en vervolgens worden deze allemaal achter elkaar geplaatst om een zogenaamd *sinogram* te verkrijgen. Dit sinogram bevat alle projectiedata en zal gebruikt worden om het oorspronkelijke beeld te reconstrueren (tomografische reconstructie). De creatie van een sinogram (in twee dimensies) wordt schematisch weergegeven in figuur 2.10 voor het geval van een parallelle bundel. In het geval van een *fan-beam* ondervindt de projectie een vergrotingseffect, waardoor het sinogram er anders uit zal zien. In het geval van een *cone-beam* wordt het sinogram een aaneenschakeling van 2D matrices in plaats van 1D vectoren, maar de basisidee blijft wel dezelfde.



Figuur 2.9: Schematische voorstelling van de attenuatie van een X-straal door vijf materialen met een verschillende attenuatiecoëfficiënt en dikte.



Figuur 2.10: Schematische weergave van de creatie van een sinogram in twee dimensies. Links wordt een object en twee projecties getoond. De groene en blauwe pijlen duiden de projectierichtingen aan. De projecties onder de verschillende hoeken worden achter elkaar geplaatst als kolomvectoren om het sinogram te bekomen, wat rechts getoond wordt.

⁵Vaak wordt er ook een beeld (of meerdere) gemaakt in afwezigheid van het object terwijl de X-stralenbron niet ingeschakeld is, wat een *dark field* beeld wordt genoemd. Dit beeld wordt gebruikt om de opgenomen projecties te corrigeren voor eventuele fouten in de detector (bijvoorbeeld detectorelementen die een *dark current* vertonen). Uitdrukking (2.3) wordt dan uitgebreid tot $-\ln\left(\frac{I(x)-D}{I_0-D}\right) = \int_0^x \mu(\eta)d\eta$, waarin D de *dark field* is. De deling binnen het logaritme wordt de *flat field* correctie genoemd. Door het nemen van het natuurlijk logaritme worden de *log-corrected* projecties verkregen. Als extra gevolg van deze bewerkingen zullen beeldpixels waarvoor de attenuatie groot is, feller oplichten.

2.5.2 Reconstructiemethoden

Het sinogram wordt gebruikt om het originele object te reconstrueren. Dit betekent dat er een *voorstelling* van het object wordt gemaakt dat zo dicht mogelijk bij het fysieke object ligt, maar het blijft natuurlijk een benadering. Om deze reconstructie uit te voeren, bestaan er verscheidene technieken.

Analytische technieken

Een eerste onderscheid in technieken wordt gemaakt tussen enerzijds analytische technieken en anderzijds algebraïsche technieken. Analytische technieken zijn gebaseerd op het zogenaamde *Fourier-slice theorema* (en uitbreidingen hiervan). Dit theorema zegt dat de fouriergetransformeerde van de opgenomen projecties (één- of tweedimensionaal) gebruikt kunnen worden om de fouriergetransformeerde van het originele object te bekomen (twee- of driedimensionaal). Deze kan dan invers getransformeerd worden om een afschatting van het originele object te maken. Aangezien er altijd gewerkt wordt met een eindig aantal projecties, zal de fouriergetransformeerde van het object niet volledig zijn, waardoor het gereconstrueerde object altijd een schatting zal zijn.

Voor een tweedimensionale reconstructie wordt er gesproken over gefilterde terugprojectie (*filtered backprojection, FBP*). In het geval van een driedimensionale reconstructie, bijvoorbeeld in de medische wereld waar voornamelijk aan *cone-beam* CT wordt gedaan, spreekt men van de *Feldkamp-Davis-Kress-methode* (FDK) [9]. In de medische wereld worden analytische reconstructietechnieken vaak gebruikt, wegens de snelheid waarmee deze kunnen worden uitgevoerd [2]. Analytische technieken worden niet gebruikt in dit proefschrift, maar meer informatie kan bijvoorbeeld gevonden worden in het boek van Kak en Slaney [10].

Algebraïsche technieken

In algebraïsche technieken wordt als het ware over het te reconstrueren object een grid gelegd [1, 10]. Dit grid kan zowel in twee als drie dimensies gedefinieerd worden, maar in dit voorbeeld wordt een tweedimensionaal grid (en object) gebruikt om het principe duidelijk te maken. Aan ieder element van het grid wordt een (grijs)waarde f_j gerelateerd, welke de onbekenden zijn in het reconstructieprobleem. Het doel is om deze waarden f_j te vinden en zo een afschatting van het object te maken.

Om de idee duidelijk te maken, wordt gebruikgemaakt van figuur 2.11. Een X-straal wordt nu voorgesteld als een brede band die zich door het rooster beweegt. De breedte wordt gegeven door de afstand tussen twee opeenvolgende blauwe lijnen en is gewoonlijk ongeveer gelijk aan de ribbe van een roosterelement. Wanneer de X-straal door het object beweegt, wordt deze geattenuëerd en de attenuatie hangt af van het type materiaal, gegeven door de wet van Lambert-Beer (2.1). Het linkerlid in uitdrukking (2.3) kan voor ieder detectorelement hernoemd worden:

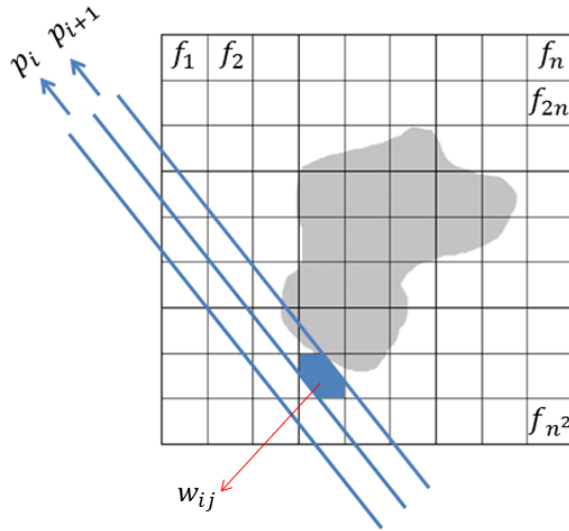
$$-\ln\left(\frac{I(x)}{I_0}\right) \equiv p_i,$$

waarbij de index i loopt van 1 tot en met M , zijnde het aantal detectorelementen vermenigvuldigd met het aantal projecties⁶. Voor iedere projectieoriëntatie wordt een vector, die enkele p_i bevat waarvan het aantal gelijk is aan het aantal detectorelementen, aangemaakt en vervolgens worden al deze vectoren achter elkaar geplaatst om een vector met M elementen te bekomen. Uit voorgaande uitdrukking blijkt dat p_i een maat is voor de totale attenuatie van de X-straal die invalt op detectorelement i onder een bepaalde oriëntatie. Deze totale attenuatie hangt af van de attenuatiecoëfficiënten en de diktes van de materialen die de X-straal op zijn pad tegenkomt. Deze worden op hun beurt gedefinieerd door de waarden f_j . De bijdrage tot de totale attenuatie van een roosterelement j met waarde f_j wordt gegeven door een wegingsfactor w_{ij} . Deze factor wordt berekend als het quotiënt van de overlap tussen de X-straal en het gridelement (blauwe zone op figuur 2.11) en de totale oppervlakte van een gridelement. Wanneer de waarden f_j van de roosterelementen j in een vector

⁶Wanneer de detector bijvoorbeeld 5 pixels bevat en er worden 100 projecties opgenomen, dan geldt $M = 5 \cdot 100 = 500$.

worden geschreven (deze vector heeft lengte $N = n^2$), dan kan de wet van Lambert-Beer algebraïsch uitgedrukt worden als [10]:

$$p_i = \sum_{j=1}^N w_{ij} f_j. \quad (2.4)$$



Figuur 2.11: Schematische voorstelling van het grid gebruikt voor algebraïsche reconstructiemethoden.

Uitdrukking (2.4) kan ook uitgedrukt worden als een matrixvergelijking:

$$P = W \cdot F, \quad (2.5)$$

waarbij de vector P lengte M heeft, vector F lengte N heeft en de matrix W afmetingen $M \times N$ heeft. De matrix W zal veel nullen bevatten en dus tamelijk *sparse* zijn aangezien voor een bepaalde X-straal i slechts een fractie van de waarden f_j bijdraagt. De vector F bevat de gezochte onbekenden in dit probleem en intuïtief kunnen deze gevonden worden door uitdrukking (2.5) te inverteren. Na even redeneren wordt snel duidelijk dat dit echter niet evident is. Voor een reconstructiegrid van 256 op 256 pixels is N groter dan 65 000. Om het aantal elementen in de matrix W te bekomen moet deze enorm grote waarde voor N nog eens vermenigvuldigd worden met M , welke van dezelfde grootteorde is. Aangezien de matrix W bijkomstig ook veel nullen bevat, zal directe inversie niet haalbaar zijn [10]. Om dit probleem op te lossen werden iteratieve methoden ontwikkeld. De iteratieve methode die wordt gebruikt in dit proefschrift heet *Simultaneous Iterative Reconstruction Technique* (SIRT) [11].

SIRT

In een iteratieve methode is het noodzakelijk om een initiële schatting te maken van het object, $F^{(0)}$, en deze wordt vaak gekozen als de nuloplossing. De basisidee is om van deze initiële gok de projectiedata op te nemen (virtueel) en de originele data te gebruiken om de initiële gok te verbeteren. Dit patroon wordt dan herhaald met de nieuwe gok. Iteratief zal de oplossing convergeren naar het oorspronkelijke object (als er een unieke oplossing bestaat, wat niet het geval is wanneer er ruis aanwezig is [10]). Met lineaire algebra kan worden aangetoond dat het iteratief schema gegeven wordt door [12]:

$$f_j^{(k)} = f_j^{(k-1)} + \frac{\sum_{i=1}^M \left[w_{ij} \left(p_i - q_i^{(k-1)} \right) \right] \left/ \sum_{h=1}^N w_{ih} \right.}{\sum_{i=1}^M w_{ij}}, \quad (2.6)$$

met:

$$q_i^{(k-1)} \equiv \sum_{h=1}^N w_{ih} f_h^{(k-1)}.$$

Hierin staat het superscript k voor de nummer van de iteratie en de index j voor element j van de oplossingsvector $F^{(k)}$.

In uitdrukking (2.6) wordt het duidelijk dat de waarden f_j gecorrigeerd worden door het berekenen van de q_i , welke de projecties voorstellen van de voorgaande oplossing in de iteratie. Naarmate de q_i dichter bij de exacte projectiedata p_i komen, zal het verschil tussen beide steeds kleiner worden en zal de oplossing convergeren. In het SIRT algoritme worden alle nieuwe waarden f_j berekend met eenzelfde vector $F^{(k-1)}$ en worden deze daarna in een nieuwe vector $F^{(k)}$ geplaatst⁷, die op zijn beurt wordt gebruikt in de nieuwe iteratie. Aangezien voor iedere iteratie een nieuwe, volledige set van voorwaartse projecties berekend moet worden, is deze methode tijdrovend. Onderzoek bestaat erin om manieren te vinden om SIRT sneller te laten convergeren, wat bijvoorbeeld leidde tot PSIRT [12].

⁷In sommige algoritmes wordt elke berekende $f_j^{(k)}$ waarde direct in de $F^{(k-1)}$ vector geplaatst om de volgende $f_j^{(k)}$ waarde te berekenen (bijvoorbeeld in ART). In SIRT is dit niet het geval en worden dus eerst alle nieuwe f_j waarden berekend vooraleer de $F^{(k-1)}$ vector wordt gecorrigeerd (vandaar het woord *simultaneous* in de naam).

3. Laser Doppler Vibrometrie

3.1 Introductie

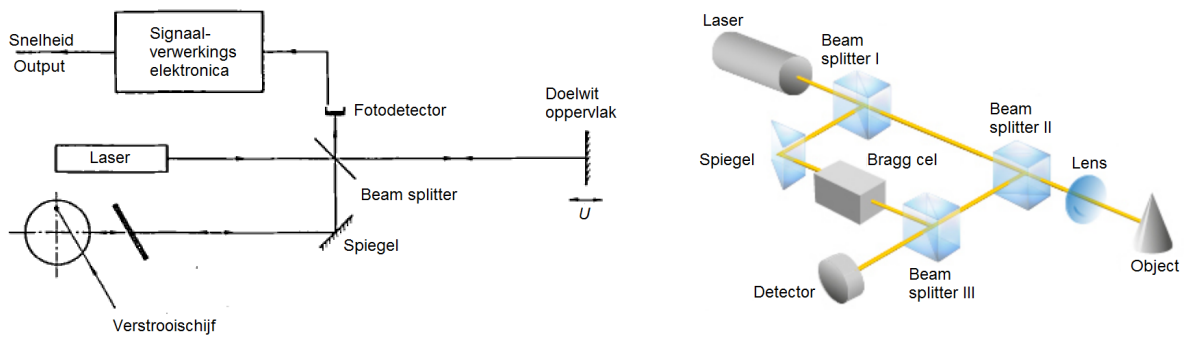
Vibraties van een oppervlak worden vaak opgemeten met een accelerometer, maar deze techniek kan niet altijd worden toegepast [13]. Soms zijn oppervlakken te heet of te licht om een accelerometer op aan te brengen, of beïnvloedt het aanbrengen van de accelerometer het gedrag van het te onderzoeken oppervlak (bijvoorbeeld bij een luidspreker). Ook wanneer het oppervlak bovenop de vibratie ook een rotatie uitvoert, kan er geen accelerometer gebruikt worden. In zulke gevallen moet er een andere manier gevonden worden, en laser doppler vibrometrie vormt een oplossing voor dit probleem.

Na het uitvinden van de laser in de vroege jaren '60 waren Yeh en Cummins de eersten om laser doppler vibrometrie te gebruiken voor het meten van de snelheid van vloeistof [14, 15]. Pas in de jaren '70 werd deze techniek ook gebruikt voor het meten van vibraties in solide oppervlakken en in de jaren '80 werd deze techniek toegepast en verbeterd door onder andere Volkswagen [14]. Eén van de belangrijkste producenten van laser vibrometers op dit moment is Polytec. Het is ook mogelijk om met deze techniek radiële vibraties van roterende oppervlakken te meten [16], wat toegepast zal worden in dit proefschrift.

3.2 Werkingsprincipes

Zoals de naam suggereert, is de techniek gebaseerd op het dopplereffect. Dit effect beschrijft hoe de frequentie van een golf verandert wanneer deze invalt op en gereflecteerd wordt door een bewegend oppervlak, waarbij de verandering van de frequentie afhangt van de relatieve snelheid tussen het object en de waarnemer. De basisidee van laser doppler vibrometrie is om een laser te richten op een vibrerend oppervlak en te meten hoe de frequentie van de gereflecteerde straal verandert in functie van de tijd. Op deze manier kunnen vibratiesnelheden en -amplitudes bepaald worden.

Aangezien de frequentieverschuiving van de laserstraal ten gevolge van het dopplereffect zeer klein is, is het moeilijk om deze rechtstreeks op te meten. Daardoor is het idee ontstaan om (zoals in een Michelson-interferometer) de gereflecteerde laserstraal te laten interfereren met een referentie laserstraal. Deze aanpak werd gebruikt in de eerste prototypes van draagbare laser vibrometers [13] en wordt nog steeds gebruikt in de nieuwste modellen van Polytec [17]. Figuur 3.1 toont het ontwerp van dit eerste prototype draagbare laser vibrometer op het linkerpaneel. Aan de hand van het rechterpaneel van figuur 3.1, het ontwerp van een laser vibrometer door Polytec, wordt de werkwijze duidelijk gemaakt.



Figuur 3.1: Links: Schematische voorstelling van het eerste prototype draagbare laser vibrometers. Afbeelding bewerkt uit [13]. Rechts: Schematische voorstelling van een vibrometer van Polytec. Afbeelding bewerkt uit [17].

De laserstraal wordt door een eerste *beam splitter* gesplitst in een straal die via een tweede *beam splitter* naar het object wordt gestuurd en een referentiestraal die via een spiegel en een derde *beam splitter* naar de detector wordt gericht. De laserstraal die op het object invalt, wordt door het object deels gereflecteerd en deze gereflecteerde laserstraal wordt door de tweede *beam splitter* ook naar de detector gericht. De gereflecteerde straal en de referentiestraal zullen interfereren vooraleer ze de detector bereiken. De intensiteit van de uiteindelijke straal die op de detector valt hangt af van het verschil in optische padlengte tussen de gereflecteerde straal en de referentiestraal als volgt [17]:

$$I_{\text{tot}}(t) = I_1 + I_2 + \sqrt{2 \cdot I_1 \cdot I_2 \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} (r_1(t) - r_2)\right)}. \quad (3.1)$$

Hierin staat $I_{\text{tot}}(t)$ voor de totale intensiteit waargenomen door de detector (die afhangt van de tijd), I_1 en I_2 staan respectievelijk voor de intensiteiten van de gereflecteerde straal en de referentiestraal, $r_1(t)$ en r_2 staan respectievelijk voor de optische padlengtes van de gereflecteerde straal en de referentiestraal en λ staat voor de golflengte van de laser.

Wanneer het object beweegt of vibreert, zal de optische padlengte van de gereflecteerde straal $r_1(t)$ veranderen in de tijd, daarom krijgt deze een expliciete tijdsafhankelijkheid. Aangezien de optische padlengte van de referentiestraal r_2 constant is in de tijd, zal bij het vibreren van het object de waarde van de cosinus in uitdrukking (3.1) continu wijzigen, waardoor ook de totale intensiteit op de detector continu verandert. De intensiteit op de detector vertoont in de tijd een typisch ‘lichtdonker’ patroon, waarbij één cyclus van dit patroon overeenkomt met een verplaatsing van het object van 316nm, wanneer er een He-Ne laser gebruikt wordt [17]. Het aantal keer dat deze cyclus wordt doorlopen per eenheid van tijd, ook wel de modulatiefrequentie genoemd, hangt lineair af van de snelheid van het object.

Het enige probleem is dat de voortbewegingsrichting van het object op deze manier niet kan worden bepaald. Of het object nu van de laserstraal weg beweegt of net er naartoe resulteert in eenzelfde modulatiefrequentie (als de grootte van de voortbewegingssnelheid dezelfde is) en dus wordt door de detector een identiek signaal uitgelezen. Om dit probleem op te lossen wordt de referentiestraal eerst door een Bragg cel gestuurd. Bij doorgang door deze Bragg cel wordt de frequentie van de referentiestraal typisch gewijzigd met ongeveer 40MHz¹ [17]. Aangezien nu de frequenties van de referentiestraal en de gereflecteerde straal niet meer gelijk zijn, zal er op de detector een gemoduleerd signaal ontstaan, waarvan de modulatiefrequentie het verschil in frequentie tussen de invallende stralen bedraagt (dus typisch zo’n 40MHz). In het eerste prototype van de draagbare laser vibrometer (zie linkerpaneel van figuur 3.1) werd deze modulatie gecreëerd met een verstrooischijf.

¹Dit is klein in vergelijking met de frequentie van de laserstraal, zijnde $4,74 \cdot 10^8$ MHz voor een He-Ne laser [17].

Deze modulatie is aanwezig *bij stilstand van het object* en hierin schuilt de oplossing van het probleem. Wanneer het object naar de laserstraal beweegt, zal de reeds aanwezige modulatiefrequentie vergroten en wanneer het object zich verwijderd van de laserstraal zal de modulatiefrequentie verkleinen. Op deze manier kan niet alleen de verandering in padlengte (en dus de snelheid en de verplaatsing van het object) gemeten worden, maar ook de richting waarin het object zich beweegt. Het uitgelezen signaal is typisch een spanning die met behulp van een ADC (analoog-digitaal converter) wordt omgezet naar een digitaal signaal. Bij de uitlezing wordt het signaal gedemoduleerd met de frequentie opgelegd door de Bragg cel, zodat enkel het spanningssignaal te wijten aan de verandering in padlengte overblijft. Deze spanning moet achteraf nog herschaald worden naar de correcte snelheid van het object met een evenredigheidsfactor die eigen is aan het systeem.

3.3 Radiële snelheid

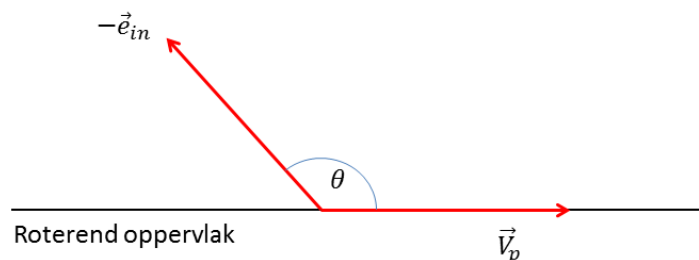
Zoals eerder vermeld is het mogelijk om de radiële snelheid van een roterend object op te meten. Hiertoe moet de laserstraal niet loodrecht op het oppervlak gericht worden, maar onder een andere hoek. Het waren Watrasiewicz en Rudd die erin slaagden om het verband te leggen tussen de gemeten snelheid met de vibrometer V_m en de eigenlijke snelheid in het vlak \vec{V}_p in een punt op het roterende oppervlak P [16, 18]:

$$V_m = \frac{1}{2} (\vec{e}_{\text{uit}} - \vec{e}_{\text{in}}) \cdot \vec{V}_p, \quad (3.2)$$

waarin \vec{e}_{in} en \vec{e}_{uit} respectievelijk de eenheidsvectoren zijn in de invallende en gereflecteerde richting. Wanneer de gereflecteerde straal wordt gedetecteerd in dezelfde richting als waarin deze werd uitgezonden, dan geldt dat $\vec{e}_{\text{uit}} = -\vec{e}_{\text{in}}$ en dan vereenvoudigt uitdrukking (3.2) zich tot:

$$\begin{aligned} V_m &= -\vec{e}_{\text{in}} \cdot \vec{V}_p \\ &= -|\vec{e}_{\text{in}}| \cdot |\vec{V}_p| \cdot \cos(\theta) \\ &\Downarrow \\ |\vec{V}_p| &= -\frac{V_m}{\cos(\theta)}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

De laatste uitdrukking geldt aangezien \vec{e}_{in} de eenheidslengte heeft. De hoek θ is de hoek tussen de invallende straal en de snelheidsvector in het vlak (zie figuur 3.2). Wanneer θ gekend is, kan met behulp van het uitgelezen signaal (een spanning die eerst moet worden omgezet in een snelheid) de radiële snelheid in het vlak bepaald worden.

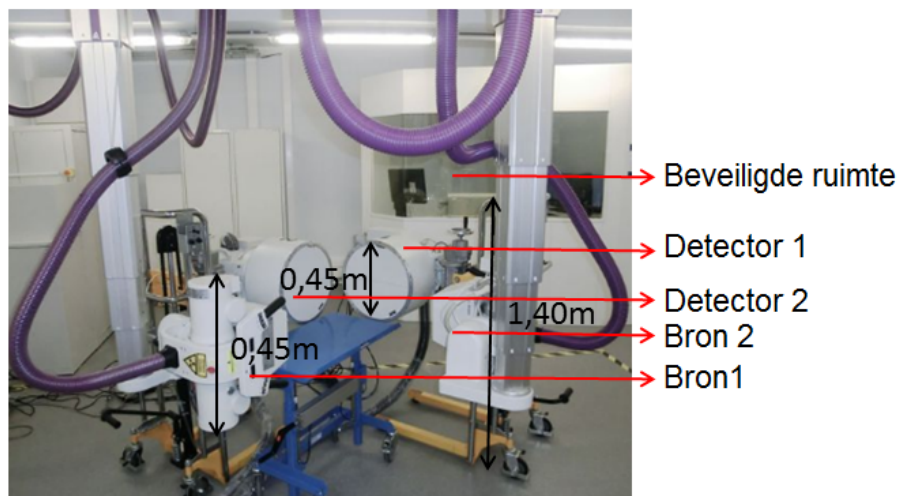


Figuur 3.2: Definitie van de vectoren en de hoek θ die gebruikt worden in uitdrukkingen (3.3).

Bij het uitvoeren van deze methode moet er wel voor gezorgd worden dat de horizontale component van \vec{e}_{in} (anti)parallel ligt met de radiële snelheidsvector. Als dit niet het geval is, zal de geïnterpreteerde snelheid foutief zijn. Wanneer de horizontale component van \vec{e}_{in} loodrecht staat op \vec{V}_p , kan er geen radiële snelheid gemeten worden, aangezien er dan geen snelheidscomponent is in de invalrichting van de laser.

4. Korte beschrijving van het systeem

Vooraleer wordt overgegaan naar het beschrijven van de experimenten en resultaten, wordt even kort het gebruikte systeem geïntroduceerd. Zoals aangeduid op figuur 4.1, is het systeem uitgerust met twee hoog-energetische medische X-stralenbuizen en twee detectoren. Verder is er in het labo een beveiligde ruimte aanwezig waarbinnen de experimentator zich kan beschermen tegen de X-stralen.



Figuur 4.1: Het gebruikte beeldvormingssysteem. Op de figuur zijn beide bronnen en detectoren aangeduid, samen met de beveiligde ruimte die gebruikt wordt om de experimentator te beschermen.

De beide bronnen bevatten de optie om te werken met twee verschillende focale spots, waarbij de ene groter is dan de andere. Door het werken met de kleine focale spot zal de ruimtelijke resolutie in de beelden beter worden, maar dit ten koste van meer ruis, aangezien er in vergelijking met de grotere spot een kleinere flux aan X-stralen is. De detectoren zijn beide voorzien van een anti-verstrooiingsrooster (witte, circulaire oppervlakken zichtbaar op figuur 4.1) waarachter zich een scintillatieoppervlak bevindt. Dit scintillatieoppervlak zet de X-stralen om in zichtbaar licht, welk via een lenzensysteem wordt geprojecteerd op een hogesnelheidscamera. Met behulp van het lenzensysteem kan er optisch ingezoomd worden, waardoor de ruimtelijke resolutie beter wordt, maar de zogenaamde *field of view* (FOV), ook wel de werkelijke grootte van de projectie, verkleint. Er zijn drie instellingen voor de optische zoom die als resultaat een FOV geven van 295mm, 191mm of 134mm. Verder hebben de hogesnelheidscamera's detectoren met 2048 op 2048 pixels. In dit proefschrift wordt voornamelijk gewerkt met de grootste FOV, tenzij expliciet anders vermeld.

De bronnen zijn aan het plafond bevestigd op gemotoriseerde rijbruggen zodat deze handig getransleerd kunnen worden. Verder is elke bron bevestigd aan een gemotoriseerde telescopische arm zodat ook de hoogte van de bronnen eenvoudig veranderd kan worden. De detectoren zijn bevestigd op rolwagens waarbij de hoogte aangepast kan worden met behulp van een hydraulisch systeem. De opstelling bevindt zich in de kelder en wordt afgeschermd met 0,5mm lood equivalent in de muren en het plafond. Ook het glas van de beveiligde ruimte, waar zich ook het controlepaneel bevindt, bevat lood. Meer technische informatie van het systeem kan gevonden worden op [19].

5. Geometrie van de opstelling: diepte van bron en detector

5.1 Introductie

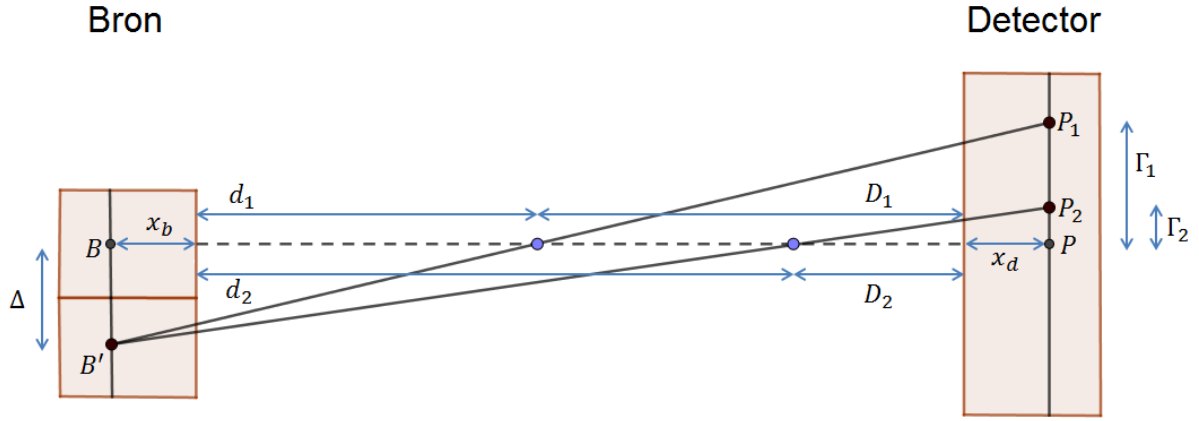
De geometrie van de experimentele opstelling is een zeer belangrijk gegeven voor de reconstructie wanneer de beelden zijn opgenomen met een kegelvormige bundel. Met de geometrie wordt vooral bedoeld dat de afstanden tussen de bron en de rotatieas van het object en tussen de detector en de rotatieas van het object gekend moeten zijn. Deze afstanden bepalen immers samen met de openingshoek van de bundel het vergrotingseffect in de projecties. De vergrotingsfactor die het object ondervindt verschilt van positie tot positie binnen het object zelf, aangezien het object een zekere grootte heeft. Kennis van de geometrie is dus noodzakelijk.

In de gebruikte opstelling wordt een kegelvormige bundel gebruikt, dus het is noodzakelijk de geometrie te karakteriseren vooraleer de projecties opgenomen worden. Aangezien bron en detector voor verschillende experimenten niet noodzakelijk op dezelfde posities staan, moet dit proces telkens herhaald worden. Dit lijkt eenvoudig, maar er schuilt een addertje onder het gras. Het is namelijk onbekend hoe diep de bron en het scintillatieoppervlak (dus de eigenlijke detector) binnen hun behuizing liggen. In dit proefschrift zullen deze dieptes op geometrische wijze bepaald worden. Het voordeel is dat wanneer deze dieptes gekend zijn, afstanden altijd gemeten kunnen worden tot op de behuizing van bron en detector. Deze zijn eenvoudig te bepalen en als de dieptes van bron en detector gekend zijn, kan de geometrie vastgelegd worden.

5.2 Methodologie

5.2.1 Theorie

Voor het berekenen van de dieptes van de bron en de detector binnen hun behuizing, zal gebruikgemaakt worden van twee sferische markers die opaak zijn voor X-stralen. Deze markers worden beide op een verschillende (vaste) positie geplaatst tussen bron en detector. Wanneer bron en detector uitgelijnd zijn, wordt ervoor gezorgd dat beide markers in het horizontale vlak liggen dat de bron-detector as snijdt. De idee is om nu de bron in verticale richting te verschuiven, terwijl de rest van de opstelling op een vaste positie blijft. Aangezien de bron verschuift, zullen de schaduwen van de markers ook verschuiven in de projecties. Aan de hand van figuur 5.1 zal duidelijk gemaakt worden dat het mogelijk is om op basis van de verschuiving van de schaduwen van de markers de diepte van de bron en de detector te berekenen.



Figuur 5.1: Een schets van de geometrie van het experiment voor het bepalen van de dieptes van de bron en de detector binnen hun behuizing, zijnde respectievelijk x_b en x_d .

Op figuur 5.1 zijn de behuizingen van bron en detector aangeduid in het rood. Marker 1 wordt ge-positioneerd op een afstand d_1 van de behuizing van de bron en op een afstand D_1 van de behuizing van de detector. Voor marker 2 zijn deze afstanden respectievelijk d_2 en D_2 . Initieel wordt de eigenlijke bron ge-positioneerd in punt B op een diepte x_b binnen de behuizing van de bron, zodat de schaduwen van beide markers geprojecteerd worden op punt P op een diepte x_d binnen de behuizing van de detector. Er wordt voor deze schets verondersteld dat beide markers op de as liggen tussen de bron en het centrum van de detector, maar dit hoeft niet het geval te zijn. Wanneer de bron verticaal naar beneden wordt verschoven naar punt B' over een afstand Δ , dan zal de schaduw van marker 1 verschuiven naar het punt P_1 op een afstand Γ_1 van punt P . Analoog wordt de schaduw van marker 2 naar het punt P_2 verschoven over een afstand Γ_2 .

De afstanden d_1 , D_1 , d_2 en D_2 worden vastgelegd bij het opbouwen van de opstelling. De afstand Δ waarover de bron wordt verschoven kan worden opgemeten, alsook de afstanden waarover de schaduwen verschuiven, zijnde Γ_1 en Γ_2 . Uit gelijkvormigheid van driehoeken kan het volgende worden afgeleid:

$$\begin{cases} \frac{d_1 + x_b}{\Delta} = \frac{D_1 + x_d}{\Gamma_1}, & (5.1) \\ \frac{d_2 + x_b}{\Delta} = \frac{D_2 + x_d}{\Gamma_2}. & (5.2) \end{cases}$$

Vergelijkingen (5.1) en (5.2) vormen samen een stelsel waarin x_b en x_d de enige twee onbekenden zijn. Dit betekent dat het stelsel kan worden opgelost naar deze twee onbekenden, zodat:

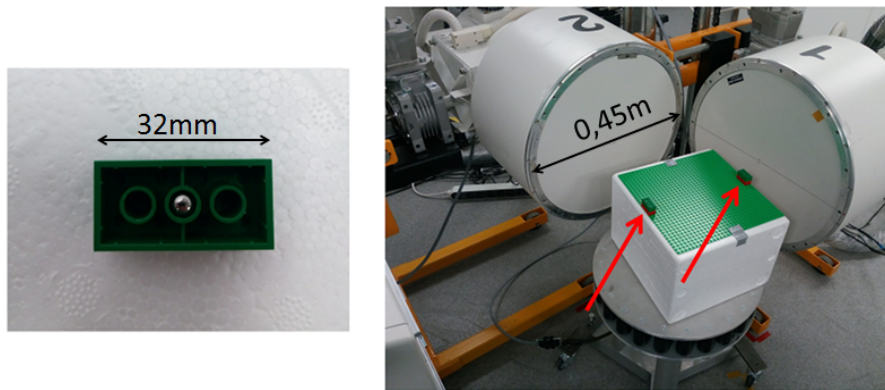
$$\begin{cases} x_b = \frac{1}{\Gamma_2 - \Gamma_1} [\Delta(D_2 - D_1) + d_1\Gamma_1 - d_2\Gamma_2], & (5.3) \\ x_d = \frac{1}{\Gamma_2 - \Gamma_1} \left[D_2\Gamma_1 - D_1\Gamma_2 + \frac{\Gamma_1\Gamma_2}{\Delta}(d_1 - d_2) \right]. & (5.4) \end{cases}$$

Op deze manier kunnen de dieptes van de bron en de detector binnen hun behuizing dus bepaald worden.

5.2.2 Werkwijze

In dit experiment worden de sferische markers in de holte van een legoblok geplaatst en vervolgens worden deze legoblokken op een plaat bevestigd. Deze plaat wordt vervolgens op een vaste positie tussen de bron en de detector geplaatst. Het gebruik van legoblokken heeft als voordeel dat de attenuatie veel lager ligt dan deze van de sferische markers. Verder kunnen de markers zeer

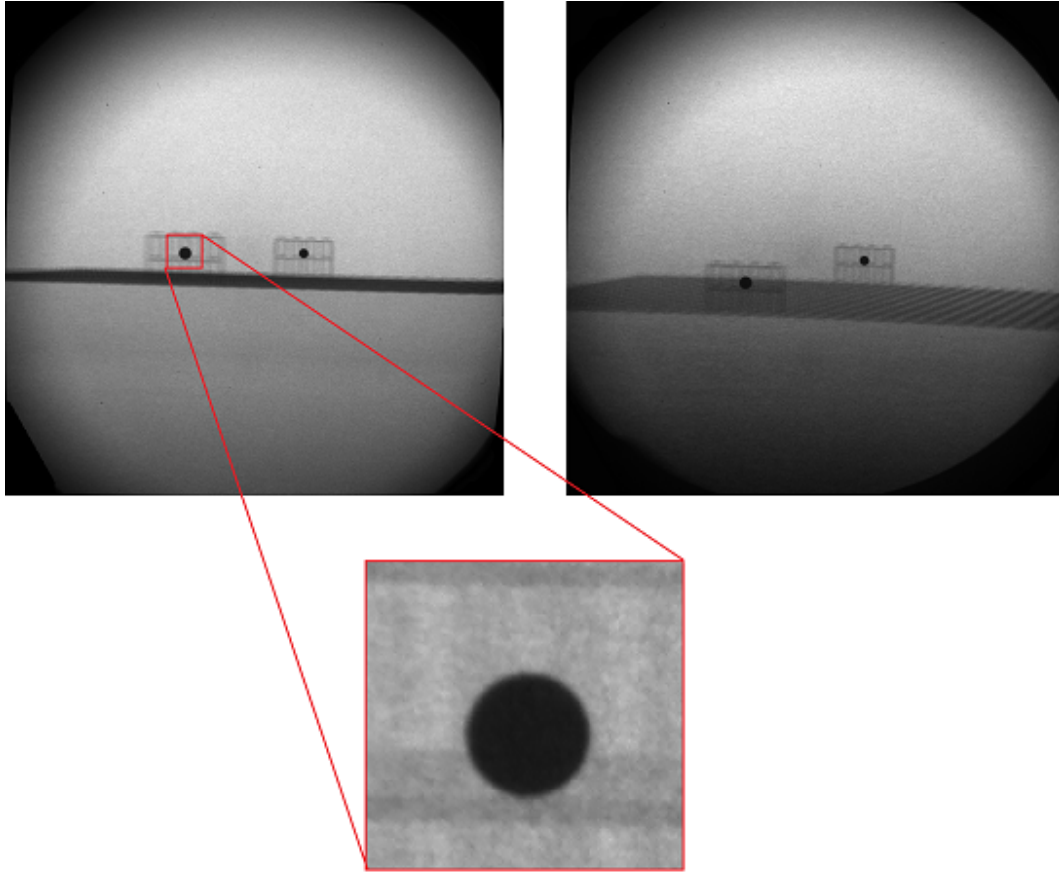
nauwkeurig en stabiel geplaatst worden in de opstelling. De markers hebben immers dergelijke afmetingen zodat deze in de holte van de legoblok worden geklemd. De opstelling wordt getoond in figuur 5.2.



Figuur 5.2: Op het linkse paneel wordt getoond hoe een marker in de holte van een legoblok wordt bevestigd. Het rechterpaneel toont hoe de markers (positie aangeduid met een rode pijl) worden geplaatst in de opstelling.

Eerst en vooral worden bron en detector uitgelijnd en wordt ervoor gezorgd dat de markers in het horizontale vlak liggen dat de bron-detector-as snijdt, zoals getoond wordt op figuur 5.2. De markers liggen echter niet beide op deze as, maar liggen geschrinkt ten opzichte van deze as, zodat beide schaduwen duidelijk onderscheidbaar zijn. Aangezien er enkel een translatie is van de bron in de verticale richting, mogen de posities van de markers devieren van de as, zolang ze maar in hetzelfde horizontale vlak liggen als de as. Een eerste projectie wordt nu genomen die zal dienen als nulpunt voor de volgende projecties. Vervolgens wordt de bron verticaal naar boven verplaatst en op deze manier stapsgewijs op drie nieuwe posities gebracht. Voor elke nieuwe positie wordt er een projectie van de markers gemaakt, zodat achteraf met behulp van Matlab de verschuiving van de schaduwen bepaald kan worden. Om de verschuiving van de bron te bepalen wordt telkens de hoogte van de bron tot op de grond opgemeten, aangezien de grond een vast referentiepunt is. De verschuiving Δ wordt dan bepaald door de hoogte van het nulpunt af te trekken van de nieuwe hoogte.

Op figuur 5.3 wordt getoond hoe in twee opeenvolgende projecties de schaduwen van de markers verschuiven. Om Γ_1 en Γ_2 te bepalen, worden deze eerst opgemeten in een aantal pixels. Dit aantal pixels wordt dan omgerekend met behulp van de pixelgrootte in de beelden naar een afstand in mm. Om de verschuiving in pixels te meten wordt in Matlab grafisch met de datacursor aangeduid waar de rand is van de schaduw van de marker, aangezien deze eenvoudiger te bepalen is dan het centrum van de schaduw. Eerst wordt voor iedere marker de verschuiving van de bovenste rand opgemeten, wat drie meetpunten oplevert voor Γ_1 en Γ_2 en dus ook voor x_b en x_d . Vervolgens wordt voor iedere marker de verschuiving van de onderste rand opgemeten, wat opnieuw drie meetpunten oplevert. In totaal zijn er dus zes datapunten waarover uitgemiddeld kan worden. Zoals zichtbaar in figuur 5.3 onderaan, is de rand van de schaduw ietwat vaag. Daarom wordt er als nauwkeurigheid op de bepaling van de randpixel een nauwkeurigheid genomen van twee pixels. In eenheden van mm komt dit overeen met een nauwkeurigheid van twee keer de pixelgrootte. Om de randpixel zo nauwkeurig mogelijk te bepalen, wordt er met Matlab eerst een *region of interest* geselecteerd rondom de schaduw, welke sterk ingezoomd kan worden (analoog aan figuur 5.3 onderaan).



Figuur 5.3: Links worden de startposities van de schaduwen van beide markers getoond. Na het transleren van de bron zijn ook de schaduwen verschoven, zoals zichtbaar rechts op de figuur. Onderaan wordt er ingezoomd op een schaduw om te tonen dat de rand ietwat vaag is.

Aangezien in de opstelling twee verschillende bronnen en detectoren gebruikt kunnen worden, worden voor beide bronnen en detectoren de dieptes bepaald. In tabel 5.1 wordt samengevat wat de afstanden zijn van de markers tot de bron en de detector en wat de hoogtes zijn waarop de bron wordt geplaatst (h_i). De waarden worden gegeven in mm en de nauwkeurigheden op deze waarden bedragen alle 1mm.

	d_1	D_1	d_2	D_2	h_1	h_2	h_3	h_4
bron-detectorpaar 1	456	310	694	74	479	515	545	577
bron-detectorpaar 2	477	328	712	95	477	514	558	580

Tabel 5.1: Voor beide bron- en detectorparen worden de posities van de markers gegeven door d_1 , d_2 , D_1 en D_2 . De starthoogte van de bron ten opzichte van de grond wordt gegeven door h_1 . In de volgende stappen wordt de bron verschoven naar de andere waarden h_i

5.3 Resultaten

De verschuivingen van de schaduwen van de markers werden opgemeten en de waarden uit tabel 5.1 werden gebruikt om met behulp van uitdrukkingen (5.1) en (5.2) de dieptes van de bronnen en detectoren te berekenen. De nauwkeurigheden op x_b en x_d kunnen berekend worden met de formule voor foutenpropagatie:

$$\sigma_{x_b} = \sqrt{\left(\frac{\partial x_b}{\partial d_1}\right)^2 \cdot \sigma_{d_1}^2 + \left(\frac{\partial x_b}{\partial D_1}\right)^2 \cdot \sigma_{D_1}^2 + \left(\frac{\partial x_b}{\partial d_2}\right)^2 \cdot \sigma_{d_2}^2 + \left(\frac{\partial x_b}{\partial D_2}\right)^2 \cdot \sigma_{D_2}^2 + \left(\frac{\partial x_b}{\partial \Delta}\right)^2 \cdot \sigma_{\Delta}^2 + \left(\frac{\partial x_b}{\partial \Gamma_1}\right)^2 \cdot \sigma_{\Gamma_1}^2 + \left(\frac{\partial x_b}{\partial \Gamma_2}\right)^2 \cdot \sigma_{\Gamma_2}^2}, \quad (5.5)$$

waarin geldt:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial x_b}{\partial d_1} &= \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2 - \Gamma_1}, \\
\frac{\partial x_b}{\partial d_2} &= -\frac{\Gamma_2}{\Gamma_2 - \Gamma_1}, \\
\frac{\partial x_b}{\partial D_1} &= -\frac{\Delta}{\Gamma_2 - \Gamma_1}, \\
\frac{\partial x_b}{\partial D_2} &= \frac{\Delta}{\Gamma_2 - \Gamma_1}, \\
\frac{\partial x_b}{\partial \Delta} &= \frac{D_2 - D_1}{\Gamma_2 - \Gamma_1}, \\
\frac{\partial x_b}{\partial \Gamma_1} &= \frac{\Gamma_2(d_1 - d_2) + \Delta(D_2 - D_1)}{(\Gamma_2 - \Gamma_1)^2}, \\
\frac{\partial x_b}{\partial \Gamma_2} &= \frac{\Gamma_1(d_2 - d_1) - \Delta(D_2 - D_1)}{(\Gamma_2 - \Gamma_1)^2}.
\end{aligned}$$

Voor de diepte van de scintillatieplaat kan ook een gelijkaardige formule worden opgesteld:

$$\sigma_{x_d} = \sqrt{\left(\frac{\partial x_d}{\partial d_1}\right)^2 \cdot \sigma_{d_1}^2 + \left(\frac{\partial x_d}{\partial d_2}\right)^2 \cdot \sigma_{d_2}^2 + \left(\frac{\partial x_d}{\partial D_1}\right)^2 \cdot \sigma_{D_1}^2 + \left(\frac{\partial x_d}{\partial D_2}\right)^2 \cdot \sigma_{D_2}^2 + \left(\frac{\partial x_d}{\partial \Delta}\right)^2 \cdot \sigma_{\Delta}^2 + \left(\frac{\partial x_d}{\partial \Gamma_1}\right)^2 \cdot \sigma_{\Gamma_1}^2 + \left(\frac{\partial x_d}{\partial \Gamma_2}\right)^2 \cdot \sigma_{\Gamma_2}^2}, \quad (5.6)$$

waarin:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial x_d}{\partial d_1} &= \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{\Delta(\Gamma_2 - \Gamma_1)}, \\
\frac{\partial x_d}{\partial d_2} &= -\frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{\Delta(\Gamma_2 - \Gamma_1)}, \\
\frac{\partial x_d}{\partial D_1} &= -\frac{\Gamma_2}{\Gamma_2 - \Gamma_1}, \\
\frac{\partial x_d}{\partial D_2} &= \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2 - \Gamma_1}, \\
\frac{\partial x_d}{\partial \Delta} &= -\frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{\Delta^2(\Gamma_2 - \Gamma_1)}(d_1 - d_2), \\
\frac{\partial x_d}{\partial \Gamma_1} &= \frac{\Gamma_2(D_2 - D_1)}{(\Gamma_2 - \Gamma_1)^2} + \frac{\Gamma_2^2(d_1 - d_2)}{\Delta(\Gamma_2 - \Gamma_1)^2}, \\
\frac{\partial x_d}{\partial \Gamma_2} &= \frac{\Gamma_1(D_1 - D_2)}{(\Gamma_2 - \Gamma_1)^2} - \frac{\Gamma_1^2(d_1 - d_2)}{\Delta(\Gamma_2 - \Gamma_1)^2}.
\end{aligned}$$

Om de voorgaande uitdrukkingen te kunnen gebruiken is er kennis nodig van σ_{Δ} , σ_{Γ_1} en σ_{Γ_2} . Deze kunnen op hun beurt ook berekend worden met de formule voor foutenpropagatie, aangezien geldt dat zowel Δ als Γ_1 en Γ_2 het verschil zijn van twee variabelen. Zo geldt voor een bepaald meetpunt $\Delta = h - h_1$, met h de hoogte van de bron op dat meetpunt en h_1 de initiële hoogte. Verder geldt ook voor een bepaald meetpunt dat $\Gamma_1 = p \cdot (y - y_1)$, met y de y-coördinaat van de randpixel voor dat meetpunt, y_1 de initiële y-coördinaat van de randpixel en p de pixelgrootte. Dan geldt voor de nauwkeurigheden op Δ , Γ_1 en Γ_2 :

$$\begin{aligned}
\sigma_{\Delta} &= \sqrt{\sigma_h^2 + \sigma_{h_1}^2}, \\
\sigma_{\Gamma_{1,2}} &= \sqrt{p^2 \cdot \sigma_y^2 + p^2 \cdot \sigma_{y_1}^2}.
\end{aligned}$$

Hierin wordt de nauwkeurigheid van h en h_1 gekozen op 1mm en wordt de nauwkeurigheid op y en y_1 gekozen op 2 pixels.

Nu de volledige foutenpropagatie is uitgeklaard, kunnen uitdrukkingen (5.5) en (5.6) gebruikt worden om de nauwkeurigheden te berekenen op de dieptes voor bron en detector, berekend met uitdrukkingen (5.1) en (5.2). De resultaten voor bron-detectorpaar 1 en voor bron-detectorpaar 2 worden getoond in respectievelijk tabellen 5.2 en 5.3.

Γ_1 (mm)	Γ_2 (mm)	Δ (mm)	x_b (mm)	σ_{x_b} (mm)	x_d (mm)	σ_{x_d} (mm)
17,16	4,04	36,0	265	46	34	15
31,58	7,50	66,0	265	25	34,9	8,1
46,86	10,81	98,0	257	17	30,9	5,5
17,30	4,18	36,0	267	46	38	15
31,72	7,50	66,0	261	25	34,5	8,0
47,00	11,10	98,0	262	17	34,3	5,5

Tabel 5.2: Resultaat van berekende waarden van de dieptes van de bron x_b en de detector x_d binnen hun behuizing voor bron-detectorpaar 1.

Γ_1 (mm)	Γ_2 (mm)	Δ (mm)	x_b (mm)	σ_{x_b} (mm)	x_d (mm)	σ_{x_d} (mm)
18,30	5,04	37,0	263	46	38	16
40,50	11,38	81,0	263	21	42,1	7,2
51,45	14,41	103,0	262	17	41,3	5,8
18,45	5,04	37,0	255	45	37	16
40,64	11,67	81,0	269	22	46,4	7,3
51,59	14,56	103,0	263	17	42,8	5,8

Tabel 5.3: Resultaat van berekende waarden van de dieptes van de bron x_b en de detector x_d binnen hun behuizing voor bron-detectorpaar 2.

Over de berekende waarden kan nu worden uitgemiddeld. Voor het berekenen van het gemiddelde wordt ervoor gekozen om te werken met het gewogen gemiddelde. Dit wordt gedaan omdat het verschil in nauwkeurigheden sterk varieert tussen de verschillende resultaten. Zo kan het verschil in nauwkeurigheid tussen verschillende resultaten voor x_b meer dan 10% van de meetresultaten bedragen en voor x_d kunnen de nauwkeurigheden zelfs een grootteorde verschillen. De resultaten worden getoond in tabel 5.4.

	$\langle x_b \rangle$ (mm)	$\sigma_{\langle x_b \rangle}$ (mm)	$\langle x_d \rangle$ (mm)	$\sigma_{\langle x_d \rangle}$ (mm)
bron-detectorpaar 1	261,0	9,6	33,5	3,1
bron-detectorpaar 2	263,7	9,6	42,5	3,1

Tabel 5.4: Gemiddelde waarden (gewogen) van de dieptes van bron en detector binnen hun behuizing voor beide bron-detectorparen.

5.4 Discussie

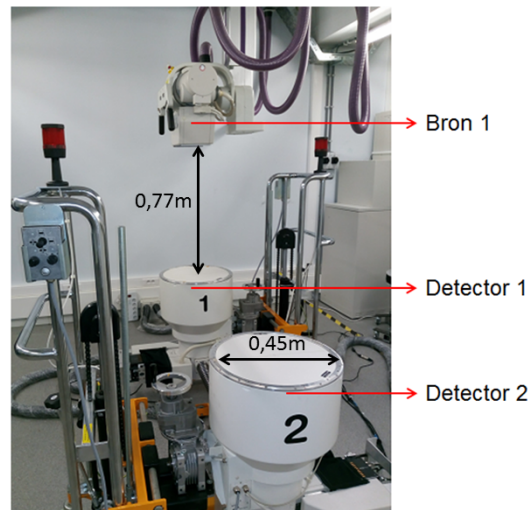
Uit tabel 5.4 blijkt dat de dieptes van bron 1 en bron 2 binnen hun behuizing kunnen worden geschat op respectievelijk 261,0mm en 263,7mm. Er kan aangenomen worden dat deze resultaten zeer plausibel zijn. Op de behuizing van de bronnen wordt er namelijk met een stip aangeduid waar de bron *ongeveer* gelokaliseerd zou moeten zijn. De afstand van deze stip tot de voorzijde van de behuizing van de bron werd opgemeten en voor beide bronnen bedraagt deze afstand ongeveer 250mm. Dit betekent dat de berekende waarden van de dieptes van de bronnen een goede schatting kunnen zijn, aangezien de stippen op de behuizing van de detector een grote kans hebben om minder nauwkeurig te zijn dan de experimenteel berekende waarden. De gebruikte methode levert dus goede resultaten op.

Wat de dieptes van de scintillatieplaten betreft, kan iets interessants opgemerkt worden. Voor detector 2 lijkt de berekende waarde systematisch hoger te liggen dan deze voor detector 1, terwijl deze met dezelfde methode berekend zijn. In het geval van de bronnen is deze trend niet aanwezig, zodat dit toch een significant verschil lijkt te zijn. Dit geeft de impressie dat beide detectorsystemen niet volledig identiek zijn en dat de scintillatieplaat van detector 2 schijnbaar dieper ligt dan deze van detector 1. Dit komt echter niet volledig als een verrassing. Tijdens het maken van de beelden werd ondervonden dat, om op beide detectoren een gelijkaardige intensiteit te verkrijgen, bron 2 op een iets groter vermogen moest worden ingesteld. Dit kan meerdere oorzaken hebben, namelijk dat de bronnen niet identiek zijn, dat de afstanden tussen bron en detector voor beide systemen niet identiek zijn of dat de detectoren niet identiek zijn. Het is echter wel treffend dat het steeds bron 2 was die op een groter vermogen moest worden ingesteld en dat nu wordt gevonden dat de scintillatieplaat van detector 2 dieper lijkt te liggen. Dit kan een mogelijke oorzaak zijn, maar voorlopig blijft dit een vermoeden.

5.5 Intensiteit van beide detectoren

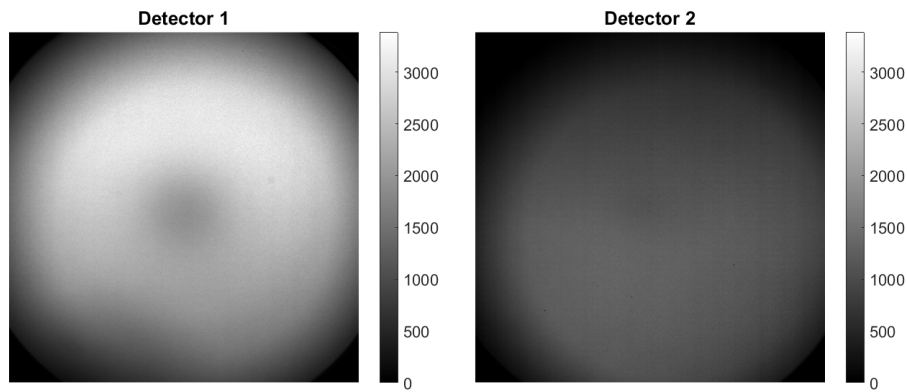
Om na te gaan of het scintillatieoppervlak van detector 2 werkelijk dieper ligt, werd een extra experiment uitgevoerd. De idee achter het experiment is om beide detectoren te belichten met dezelfde bron waarbij de afstand tussen de bron en de detector en het vermogen van de bron voor beide gevallen dezelfde is. Wanneer de beelden opgenomen met de verschillende detectoren een verschil in (gemiddelde) intensiteit vertonen, dan kan dit het gevolg zijn van het dieper liggen van één van de scintillatieoppervlakken.

Om dit te verwezenlijken werden de twee detectoren verticaal gericht (het scintillatieoppervlak evenwijdig met het grondvlak). Op deze manier werden de anti-verstrooiingsroosters van de detectoren (witte circulaire oppervlakken zichtbaar op figuur 5.4) op eenzelfde hoogte geplaatst, waarbij de oppervlakken tevens evenwijdig waren. De bron die gebruikt werd voor dit experiment was bron 1, welke op een vaste hoogte horizontaal kan transleren. Op deze manier werd voor beide detectoren de constante bron-detector afstand gegarandeerd.



Figuur 5.4: De detectoren worden zo geplaatst dat de oppervlakken van de anti-verstrooiingsroosters horizontaal en evenwijdig op een identieke hoogte liggen. Bron 1 wordt vervolgens op een vaste hoogte boven detector 1 geplaatst, waarbij deze horizontaal kan transleren naar detector 2 zodat de vaste hoogte behouden blijft.

Voor beide detectoren werd een reeks gemaakt van 20 projecties en hierover werd uitgemiddeld. De gemiddelde beelden worden getoond in figuur 5.5. De gemiddelde intensiteit (grijswaarde) van de beelden wordt getoond in tabel 5.5.



Figuur 5.5: Voor beide detectoren werden 20 projecties opgenomen en het uitgemiddelde resultaat wordt voor beide detectoren getoond. Links wordt het resultaat weergegeven voor detector 1, rechts het resultaat voor detector 2. Beide projecties worden weergegeven binnen eenzelfde schaal voor de grijswaarden.

Detector	$\langle I \rangle$
1	1937,7
2	855,0

Tabel 5.5: Gemiddelde intensiteit van de panelen getoond op figuur 5.5.

Uit figuur 5.5 en tabel 5.5 blijkt dat er een zeer groot verschil is in de waargenomen intensiteit tussen de detectoren. Voor het verschil in diepte van het scintillatieoppervlak dat afgelezen kan worden in tabel 5.4 is het verschil in waargenomen intensiteit te groot. De mogelijkheid bestaat dat het verschil in diepte wel degelijk een rol speelt, maar er zijn duidelijk ook andere factoren die de waargenomen intensiteit beïnvloeden, welke voorlopig onbekend blijven. Beide detectoren hebben een andere voorgeschiedenis betreffende gebruik en daardoor kan de functionaliteit van beide op een verschillende manier geëvolueerd zijn.

Dit experiment geeft als gevolg geen extra informatie over de dieptes van de scintillatieoppervlakken. Wel geeft dit experiment een zeer duidelijke indicatie dat er een verschil is tussen de detectoren, waarmee zeker rekening moet worden gehouden tijdens het maken van projecties.

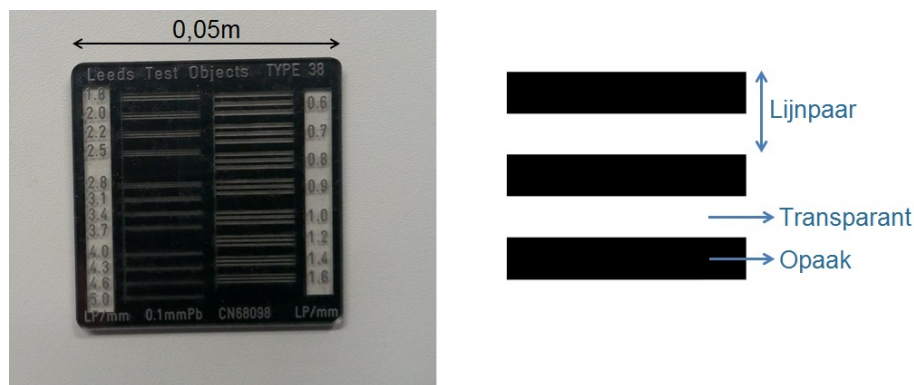
6. Ruimtelijke resolutie van het beeldvormingssysteem

De kwaliteit van de reconstructies is afhankelijk van de ruimtelijke resolutie van het beeldvormingssysteem. De ruimtelijke resolutie zegt hoe dicht twee objecten bij elkaar kunnen liggen zodat ze toch nog onderscheidbaar zijn in de projectie. Aangezien in de gebruikte opstelling wordt gewerkt met kegelvormige bundels, treedt in de projecties een vergrotingseffect van het object op, waarbij de vergrotingsfactor afhankelijk is van de positie van het object tussen bron en detector. Dit suggereert dat de ruimtelijke resolutie in de projecties afhankelijk kan zijn van waar het object gepositioneerd is. In dit proefschrift zal de ruimtelijke resolutie in de projecties onderzocht worden in functie van de positie van het object, waarbij de resultaten worden vergeleken voor beide focale spotgroottes.

6.1 Methodologie

6.1.1 Gebruikt testobject

De ruimtelijke resolutie zal worden opgemeten met een object dat speciaal hiervoor ontworpen is, namelijk het *Leeds testobject type 38*, ontwikkeld door Leeds Test Objects [20]. Dit object is een metalen plaatje dat opaak is voor X-stralen, maar het bevat lijnpatronen waardoor transmissie van X-stralen wel mogelijk is (zie figuur 6.1).



Figuur 6.1: Links: Het gebruikte Leeds test object type 38. Rechts: Visualisatie van het begrip 'lijnpaar'.

Deze lijnpatronen bestaan telkens uit drie opake lijnen en drie transparante lijnen met een vaste breedte die elkaar afwisselen. Wanneer één opake lijn wordt samengenomen met een doorlaatbare lijn, dan wordt er gesproken over een lijnpaar. Op het Leeds test object kan worden afgelezen hoeveel van deze lijnpaaren er in één millimeter passen (getal dat naast de patronen staat). Dit getal duidt dus de spatiale frequentie van het lijnpatroon aan, uitgedrukt in lijnpaaren per millimeter (lp/mm). Door na te gaan wat de maximale spatiale frequentie is die kan worden waargenomen in de projecties, kan de ruimtelijke resolutie worden afgeschat. Deze kan worden uitgedrukt in lp/mm, maar kan ook worden omgerekend naar een afstand.

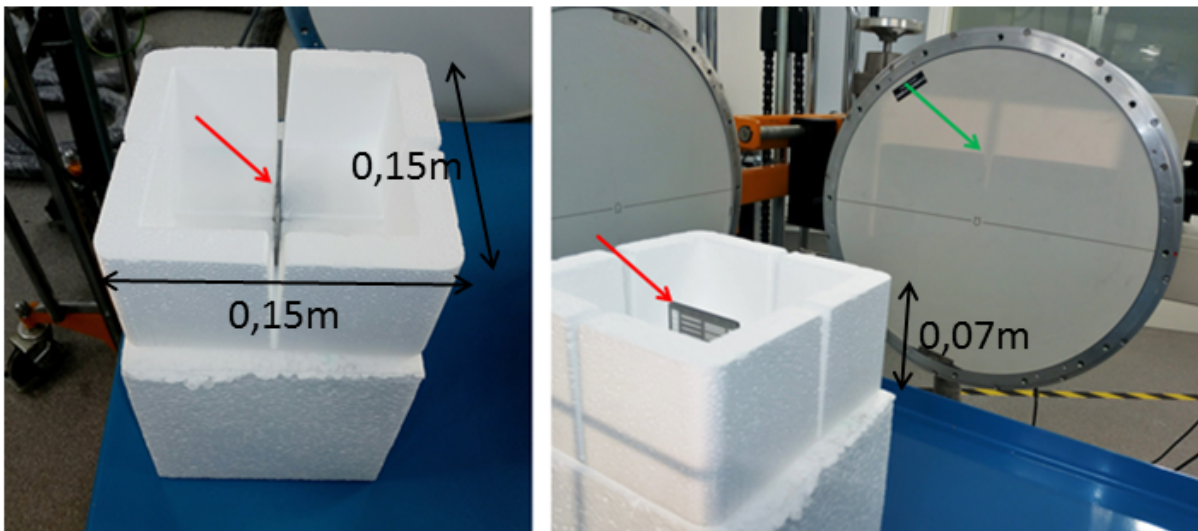
Om in de projecties de maximale spatiale frequentie af te lezen, worden de beelden geïmporteerd

in Matlab. Er werd een Matlab functie geschreven die toelaat om op de projectie lijnen te selecteren waarover de grijswaarden afgelezen worden. Aan de hand van de grijswaarden kan gecontroleerd worden of de drie pieken van de doorlaatbare lijnen zichtbaar zijn.

6.2 Experimentele opstelling en werkwijze

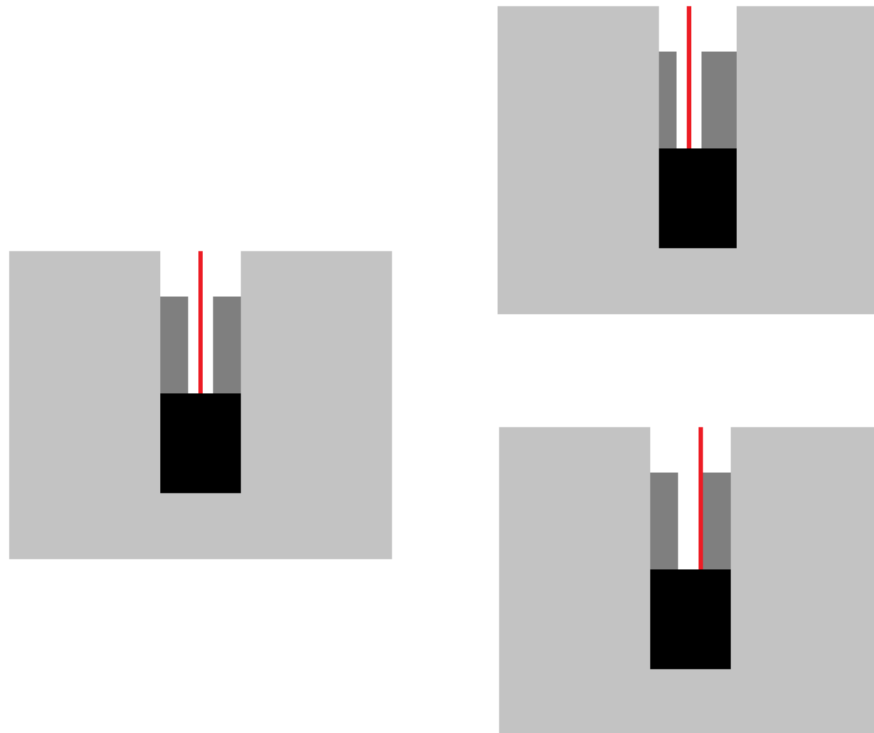
In dit experiment zal het testobject verplaatst worden over de verbindingslijn tussen de bron en de detector (object-detector as), waarbij de afstand tussen de bron en de detector constant blijft. Er wordt gestart in de omgeving van de detector en het object wordt stelselmatig naar de bron verplaatst. Op deze manier zal de vergrotingsfactor toenemen. Door het testobject te roteren, kan de ruimtelijke resolutie in eender welke richting opgemeten worden. In dit proefschrift worden de horizontale en verticale ruimtelijke resolutie opgemeten.

Voor elke positie van het object moet er op worden toegezien dat het testobject parallel ligt met het oppervlak van de detector. Verder wordt ervoor gezorgd dat het centrum van het testobject zo goed mogelijk samenvalt met het centrum van de detector, om in het centrale deel van de bundel te blijven. Om dit te verwezenlijken wordt er gebruikgemaakt van een houder in polystyreen (zie afbeelding 6.2). Eén van de grote voordelen van polystyreen is dat de X-stralen attenuatie zeer gering is, zodat op de projecties deze houder nagenoeg niet te zien zal zijn.



Figuur 6.2: Links: de gebruikte polystyreen houder. Rechts: Het gebruik van de houder laat toe om de opstelling uit te lijnen. Het testobject wordt aangeduid met een rode pijl. De schaduwen die zorgen voor de uitlijning worden aangeduid met een groene pijl.

De uitlijning werkt als volgt: De bron bevat een lamp die op de detector (en het eventueel aanwezige object) een kruis projecteert, waarmee in eerste instantie de detector kan worden uitgelijnd. De houder in polystyreen die gebruikt wordt heeft twee groeven doorheen het midden van de zijkanten en het grondvlak (zie figuur 6.2). De groef parallel met het detectoroppervlak wordt gebruikt om het testobject in te plaatsen zodat ook dit parallel met het detectoroppervlak staat. De groef hier loodrecht op kan gebruikt worden voor de uitlijning. Immers, het geprojecteerde kruis valt eerst op de polystyreen houder vooraleer het de detector bereikt. De verticale lijn van het kruis moet precies in het midden van de groef vallen. Verder moet ook de groef van de zijde het dichtst bij de bron perfect tussen de groef van de zijde het dichtst bij de detector vallen, anders is het testobject geroteerd ten opzichte van de detector. Wanneer dit zo is, dan is de opstelling correct uitgelijnd. Figuur 6.3 verduidelijkt de uitlijning.



Figuur 6.3: Schematische voorstelling van het uitlijningsproces. In het lichtgrijs wordt de schaduw getoond van de zijde het dichtst bij de detector, in het donkergrijs de schaduw van de zijde het dichtst bij de bron. De schaduw van het testobject wordt weergegeven in het zwart. De rode lijn is de verticale lijn van het geprojecteerde kruis. Deze figuur is niet op schaal, de groeven zijn uitvergroot om het principe duidelijk te maken. Links: Correcte uitlijning. Rechtsboven: Foutieve uitlijning door rotatie. Rechtsonder: Foutieve uitlijning door translatie.

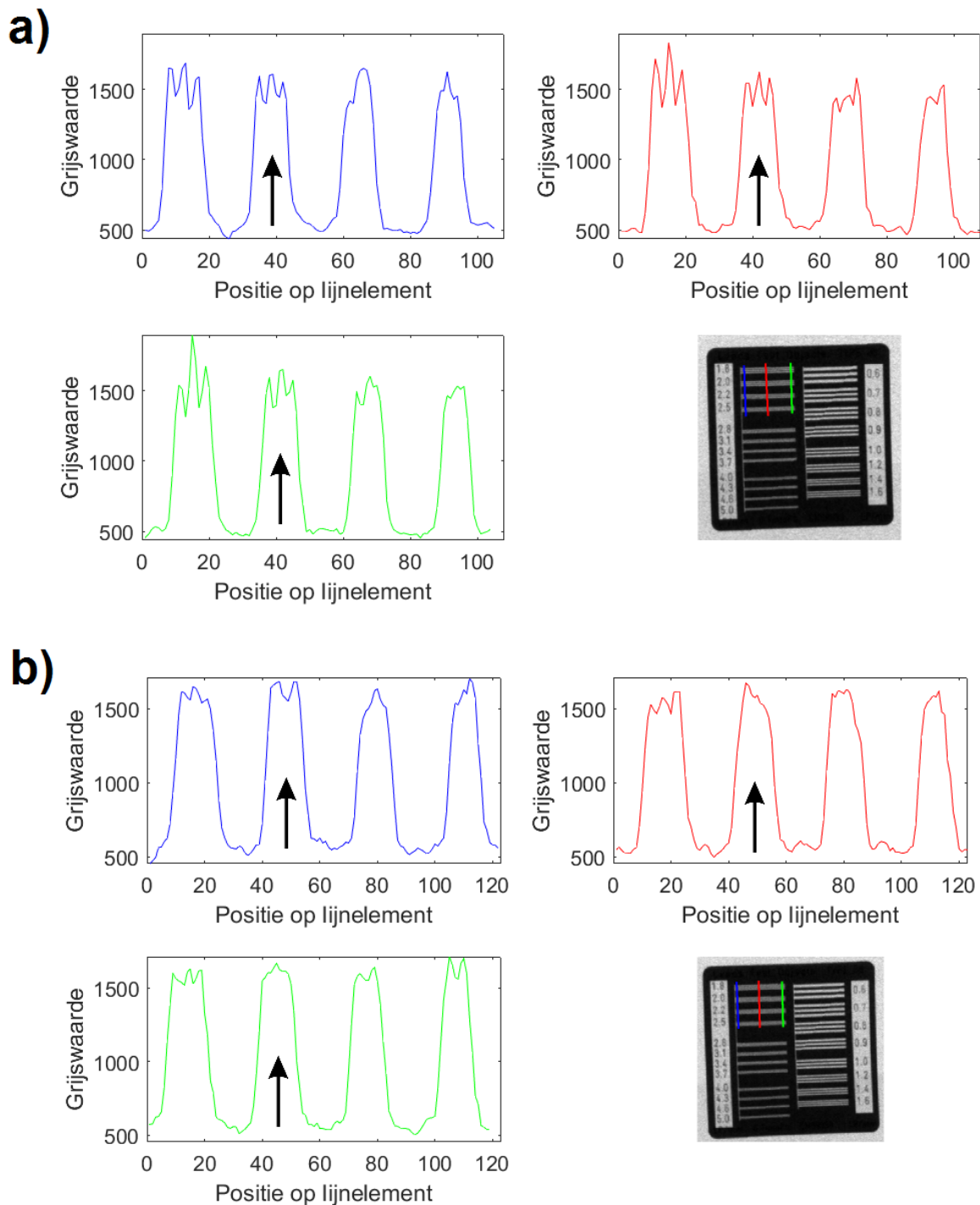
Links op figuur 6.3 is de correcte uitlijning te zien. De schaduw van de zijde het dichtst bij de bron (donkergrijs) valt symmetrisch binnen de schaduw van de zijde het dichtst bij de detector (lichtgrijs). De verticale lijn van het geprojecteerde kruis (rood) valt in het midden van de twee groeven. Rechtsboven is een foutieve uitlijning te zien ten gevolge van rotatie. De verticale lijn van het geprojecteerde kruis staat in het midden van de groeven, maar beide groeven zijn niet uitgelijnd en het schaduwpatroon is asymmetrisch. Dit betekent dat de houder geroteerd staat ten opzichte van het detectoroppervlak. Onderaan rechts is er ook een foutieve uitlijning te zien. In dit geval staat de houder parallel met het detectoroppervlak, maar is deze verschoven uit het centrum en de verticale lijn van het geprojecteerde kruis valt niet in het midden van de uitgelijnde groeven. Er moet voor de uitlijning gezorgd worden dat zowel de groeven als de verticale lijn netjes uitgelijnd worden.

Deze uitlijningsmethode wordt voor elk meetpunt uitgevoerd. Het experiment bestaat er in om de houder met het testobject telkens over een afstand van 5cm te verschuiven en uit te lijnen. Op elke positie worden de horizontale en verticale ruimtelijke resolutie opgemeten met behulp van het testobject in Matlab. De afstand tussen bron en detector wordt in eerste instantie constant gehouden op 1m. Het experiment werd herhaald voor een afstand tussen bron en detector van 1,50m. Er moet opgemerkt worden dat de afstand tussen object en detector wordt gedefinieerd tot op het oppervlak van het anti-verstrooiingsrooster (niet tot op het scintillatieoppervlak).

6.3 Resultaten

In deze sectie worden de resultaten getoond voor de variatie van de ruimtelijke resolutie wanneer de afstand tussen object en detector verandert. In dit experiment werd deze afstand gevarieerd met 5cm per stap. Verder werd dit experiment uitgevoerd voor de twee verschillende focale spots. Ook wordt de situatie vergeleken waarbij de afstand tussen bron en detector 1m bedraagt en waar deze 1,50m bedraagt. Voor de volledigheid werd de ruimtelijke resolutie in twee orthogonale richtingen

opgemeten (horizontaal en verticaal).



Figuur 6.4: a) Het verloop van de grijswaarden over de overeenkomstige lijnelementen voor een object-detector afstand van 10cm. b) Het verloop van de grijswaarden over de overeenkomstige lijnelementen voor een object-detector afstand van 25cm. De afstand tussen bron en detector bedraagt 1m.

Figuur 6.4 toont het verschil tussen twee typische metingen op verschillende object-detector afstanden voor de grote focale spot waarbij de afstand tussen bron en detector 1m bedraagt. Op deze figuur is duidelijk zichtbaar dat wanneer de object-detector afstand 10cm bedraagt (paneel a)), de piek bij 2,0lp/mm opsplijt (aangeduid met een pijl) in kleinere pieken. Voor een object-detector afstand van 25cm is dit niet meer het geval (paneel b)). Op deze manier kan dus systematisch onderzocht worden wat de maximale waarneembare spatiale frequentie is wanneer het object dichterbij de bron wordt gebracht. Voor het maken van figuur 6.4 werd de regio die het Leeds testobject bestrijkt uit de

originele projecties geselecteerd voor de duidelijkheid.

De gekleurde lijnen die te zien zijn op de projectie van het Leeds test object (figuur 6.4, onderaan rechts op beide panelen) zijn de lijnen waarover de grijswaarden werden uitgelezen. Per projectie werden telkens drie lijnen uitgelezen om beter te kunnen beoordelen of de spatiale frequentie al dan niet waarneembaar is. De bijbehorende curves stellen het verloop van de grijswaarden voor en hebben dezelfde kleur als de lijn waarover ze werden uitgelezen.

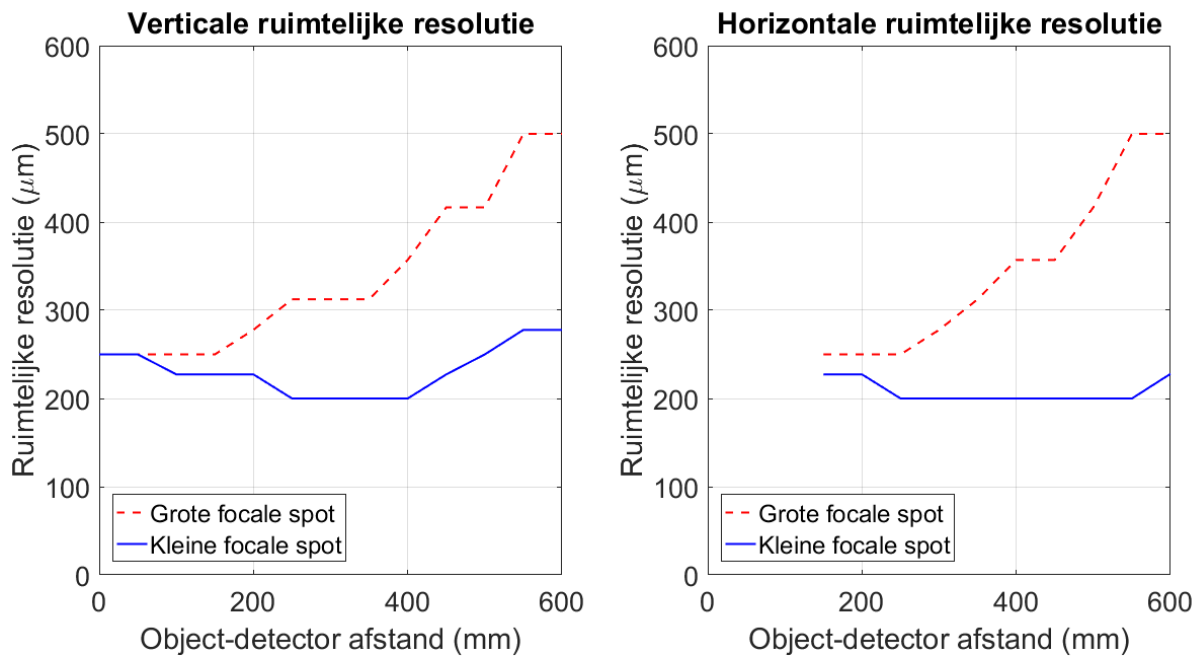
Tabellen 6.1 en 6.2 tonen de verandering van de ruimtelijke resolutie (respectievelijk horizontaal en verticaal) in functie van de object-detector afstand voor de grote en de kleine focale spot. Voor deze metingen bedroeg de afstand tussen bron en detector 1m. In figuur 6.5 worden deze resultaten grafisch voorgesteld. Voor het maken van deze tabellen werd de spatiale frequentie omgerekend naar een afstand. Zo komt een spatiale frequentie van 2lp/mm bijvoorbeeld overeen met vier lijnen per mm, zodat één lijn een breedte heeft van $250\mu\text{m}$, wat de ruimtelijke resolutie bepaalt.

$D(\text{mm})$	$R_g(\mu\text{m})$	$R_k(\mu\text{m})$
0	250,0	250,0
50	250,0	250,0
100	250,0	227,3
150	250,0	227,3
200	277,8	227,3
250	312,5	200,0
300	312,5	200,0
350	312,5	200,0
400	357,1	200,0
450	416,7	227,3
500	416,7	250,0
550	500,0	277,8
600	500,0	277,8

Tabel 6.1: Verandering van de verticale ruimtelijke resolutie onder invloed van de verandering van de object-detector afstand (D). De subscripten 'g' en 'k' wijzen respectievelijk op de grote en de kleine focale spot. De bron-detector afstand bedroeg 1m.

$D(\text{mm})$	$R_g(\mu\text{m})$	$R_k(\mu\text{m})$
150	250,0	227,3
200	250,0	227,3
250	250,0	200,0
300	277,8	200,0
350	312,5	200,0
400	357,1	200,0
450	357,1	200,0
500	416,7	200,0
550	500,0	200,0
600	500,0	227,9

Tabel 6.2: De verandering van de horizontale ruimtelijke resolutie onder invloed van de verandering van object-detector afstand (D). De subscripten 'g' en 'k' wijzen respectievelijk op de grote en de kleine focale spot. De bron-detector afstand bedraagt 1m.

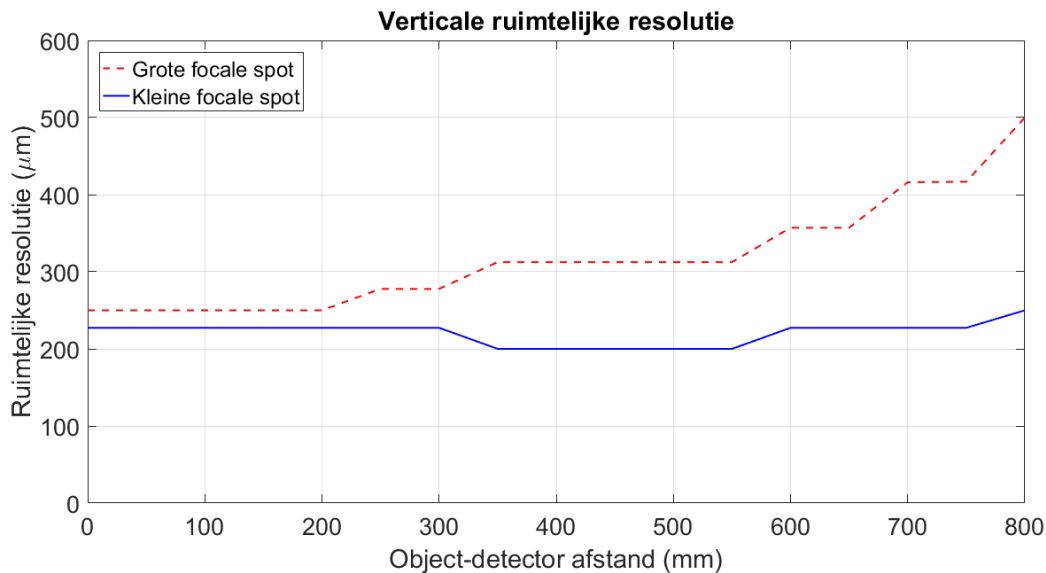


Figuur 6.5: Links: Verticale ruimtelijke resolutie in functie van de object-detector afstand. Rechts: Horizontale ruimtelijke resolutie in functie van de object-detector afstand.

Voor een afstand tussen bron en detector van 1,50m werd het experiment herhaald waarbij de verticale ruimtelijke resolutie werd opgemeten. Het resultaat wordt getoond in tabel 6.3. In figuur 6.6 wordt deze data grafisch voorgesteld.

$D(mm)$	$R_g(\mu m)$	$R_k(\mu m)$
0	250,0	227,3
50	250,0	227,3
100	250,0	227,3
150	250,0	227,3
200	250,0	227,3
250	277,8	227,3
300	277,8	227,3
350	312,5	200,0
400	312,5	200,0
450	312,5	200,0
500	312,5	200,0
550	312,5	200,0
600	357,1	227,3
650	357,1	227,3
700	416,7	227,3
750	416,7	227,3
800	500,0	250,0

Tabel 6.3: Verandering van de verticale resolutie onder invloed van de verandering van de object-detector afstand (D). De subscripten 'g' en 'k' wijzen respectievelijk op de grote en de kleine focale spot. De bron-detector afstand bedraagt 1,50m.



Figuur 6.6: Verticale ruimtelijke resolutie in functie van de object-detector afstand. De afstand tussen bron en detector bedroeg 1,50m.

6.4 Discussie

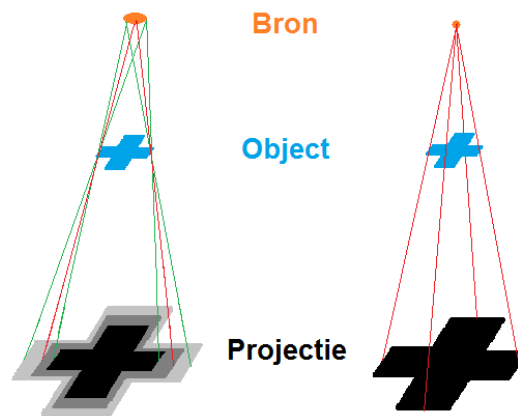
Voor een afstand tussen bron en detector van 1m kunnen er enkele interessante zaken getoond worden (zie figuur 6.5). Wanneer er gewerkt wordt met de kleine focale spot (de blauwe, onderste curve) dan kan afgelezen worden dat er een zone is waarin de ruimtelijke resolutie optimaal is ($200\mu\text{m}$). Voor de verticale ruimtelijke resolutie lijkt deze op een object-detector afstand te liggen tussen 25cm en 40cm en voor de horizontale ruimtelijke resolutie tussen 25cm en 55cm. Dit is goed nieuws, want dit betekent dat er een object met een zekere grootte geplaatst kan worden op deze posities zonder dat de ruimtelijke resolutie verandert doorheen het object. In de overeenkomstige curve van de grote focale spot is zulk optimum enkel aanwezig ter hoogte van de detector. Dit betekent dat de ruimtelijke resolutie beter wordt naarmate het object dichterbij de bron wordt geplaatst.

De oorzaak van het al dan niet aanwezig zijn van een minimum in de ruimtelijke resolutie (dat niet ter hoogte van de detector ligt) kan eenvoudig begrepen worden. Wanneer er gewerkt zou worden met een puntbron, dan zou het object dichterbij de bron geplaatst kunnen worden zonder verlies aan ruimtelijke resolutie. Het object wordt dan vergroot afgebeeld aangezien de bundel van X-stralen kegelvormig is. Er zouden dus meer details te zien zijn wanneer het object dichterbij de bron wordt geplaatst (zie figuur 6.7).

In de realiteit heeft de focale spot altijd een eindige grootte. Dit betekent dat er naast het vergrotingseffect ook een bijschaduw zal worden gevormd in de projecties. Deze bijschaduw wordt groter wanneer het object de bron nadert en zorgt ervoor dat het beeld wazig wordt. Er gaan details verloren en er moet ingeboet worden in ruimtelijke resolutie. Uit figuur 6.5 kan afgeleid worden dat voor de kleine spot er een *trade-off* is tussen enerzijds het vergrotingseffect en het wazig worden van het beeld door het vormen van de bijschaduw. Er is een zone waarin de bijschaduw nog geen groot probleem vormt. Wordt het object nog dichterbij de bron geplaatst, dan wordt het effect van de bijschaduw belangrijker en is er een verlies in ruimtelijke resolutie. Voor de grote spot is er geen optimum voor de ruimtelijke resolutie, tenzij het object vlak bij de detector staat. Het effect van de bijschaduw is reeds belangrijk wanneer het object ver verwijderd is van de bron.

Afgaande op figuur 6.5 kan er nog iets anders opgemerkt worden. In het geval van de kleine spot lijkt de zone waarin de ruimtelijke resolutie optimaal is groter te zijn voor de horizontale ruimtelijke resolutie dan deze voor de verticale ruimtelijke resolutie. Dit kan een indicatie zijn dat de kleine spot in horizontale en verticale richting een andere grootte heeft en dat deze in horizontale richting

kleiner is. Verder onderzoek zal moeten uitwijzen of dit ook effectief het geval is.



Figuur 6.7: Links: Het effect van de eindige focale spotgrootte. De projectie wordt wazig door het vormen van een bijschaduw. Rechts: Het geval van de puntbron. De bijschaduw is niet aanwezig in de projectie.

Dit experiment werd herhaald voor een bron-detector afstand van 1,50m. De resultaten worden getoond op figuur 6.6. Deze figuur geeft opnieuw weer dat er voor de kleine focale spot een zone bestaat waarin de ruimtelijke resolutie optimaal is. Echter, deze zone is nu opgeschoven en ligt tussen een object-detector afstand van 35cm tot 55cm. Deze zone lijkt nu ook 5cm langer te zijn dan voor het geval waar de afstand tussen bron en detector 1m bedraagt (enkel de verticale ruimtelijke resolutie wordt beschouwd). Deze resultaten tonen aan dat wanneer de afstand tussen bron en detector wordt gewijzigd, er nagegaan moet worden waar deze optimale zone ligt. Wanneer opnames gemaakt worden voor tomografie, kan op deze manier bepaald worden wat de optimale positie is van het te onderzoeken object. De beste ruimtelijke resolutie die gehaald kan worden bedraagt $200\mu\text{m}$ (wanneer er gewerkt wordt met de grootste *field of view*).

7. Bepaling van de focale spotgrootte

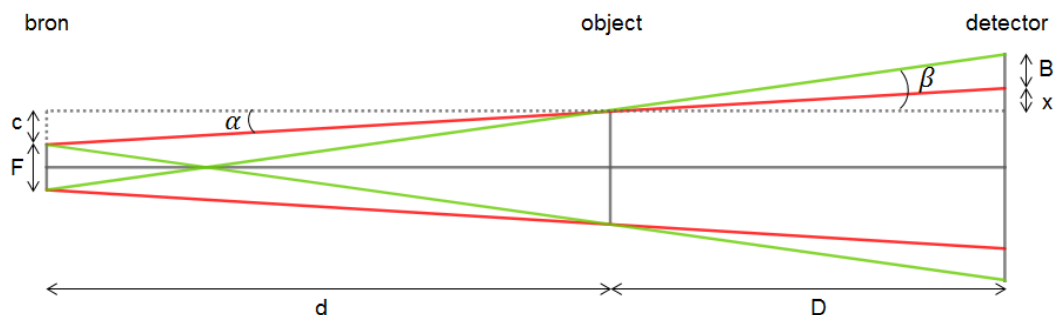
De gebruikte opstelling laat toe om een keuze te maken tussen een grote en een kleine focale spot. Beide hebben hun voordelen en hun nadelen. De grote focale spot zal voor een grotere X-stralen flux zorgen, zodat de beelden minder gevoelig zijn aan ruis. Dit voordeel staat echter tegenover het nadeel dat de grote focale spot ook een grotere bijschaduw zal creëren in projecties, waardoor de ruimtelijke resolutie afneemt. De kleine focale spot zal een kleinere bijschaduw introduceren, maar de X-stralen flux zal afnemen, waardoor de beelden gevoeliger zijn aan ruis.

In dit onderdeel van het proefschrift zal getracht worden beide focale spotgroottes te bepalen met behulp van twee verschillende technieken. De eerste techniek die beschreven wordt, is gebaseerd op het vormen van een penumbra (bijschaduw) in de projecties, waarvan de grootte direct gerelateerd is aan de focale spotgrootte. Een andere techniek die ook gebruikt wordt, is gebaseerd op nulpunten in de modulatie transfer functie (MTF) en het inverteren van het contrast in de beelden, wat ook wel *onechte resolutie* wordt genoemd. In wat volgt worden beide technieken uitgelegd en worden de resultaten getoond.

7.1 Methodologie

7.1.1 Het vormen van een penumbra

In het ideale geval zou de gebruikte bron een puntbron zijn en bevat de projectie enkel de kernschaduw. In realiteit heeft de bron uiteraard een eindige grootte, en is in de projectie naast de kernschaduw ook een penumbra te vinden. De oorzaak hiervan is dat X-stralen van verschillende posities binnen de bron eenzelfde punt op meerdere posities afbeelden. De grootte van de penumbra is direct gerelateerd aan de grootte van de focale spot. Figuur 7.1 toont een schematische voorstelling van de opstelling.



Figuur 7.1: Schematische voorstelling van het vormen van de penumbra. De rode lijnen bakenen de kernschaduw af en het gebied tussen de rode en de groene lijnen is de penumbra (B). Op deze figuur staat F voor de focale spotgrootte, d voor de afstand tussen bron en object en D voor de afstand tussen object en detector.

Op figuur 7.1 is links de focale spot te zien. Deze werpt een schaduw van het object op de detector. De rode lijnen bakenen de kernschaduw af, terwijl het gebied tussen de rode en de groene lijnen de penumbra vormt. In wat volgt wordt het verband gezocht tussen de grootte van de bijschaduw B en de grootte van de focale spot F . Dit verband kan eenvoudig afgeleid worden. Eerst en vooral geldt

er:

$$\tan(\beta) = \frac{B+x}{D}.$$

Gezien de constructie, komt de hoek β uiteraard ook voor aan de linkerzijde van het object en vormt daar de hoek tussen de hulplijn en de groene lijn, zodat ook geldt:

$$\tan(\beta) = \frac{c+F}{d}.$$

Hieruit kan dan al besloten worden dat:

$$\frac{B+x}{D} = \frac{c+F}{d}. \quad (7.1)$$

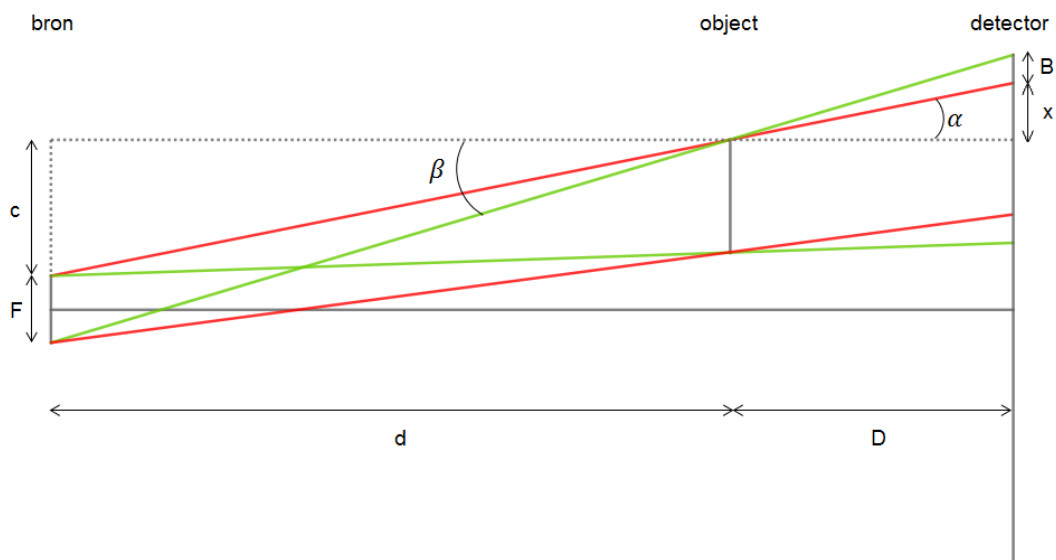
Anderzijds geldt voor de hoek α :

$$\tan(\alpha) = \frac{c}{d} = \frac{x}{D}.$$

Dit laatste kan ingevuld worden in vergelijking (7.1) en er wordt gevonden:

$$\begin{aligned} \frac{B}{D} &= \frac{F}{d} \\ \Downarrow \\ F &= B \frac{d}{D}. \end{aligned} \quad (7.2)$$

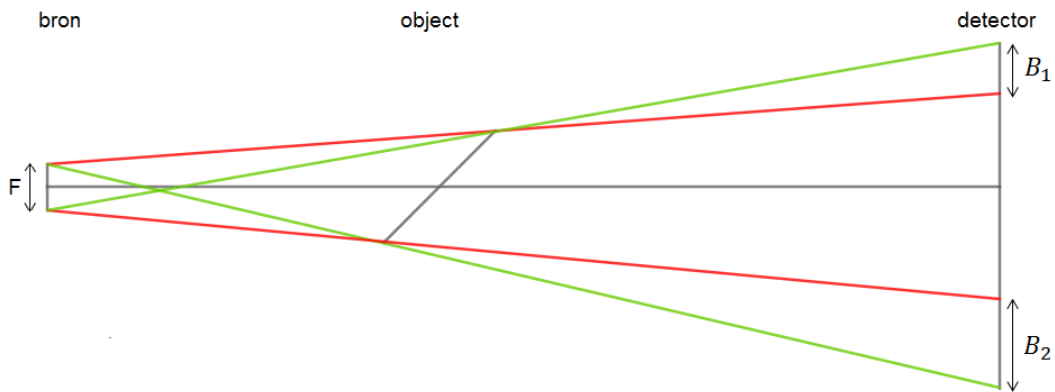
Er kan dus een afschatting gemaakt worden van de grootte van de focale spot als de afstand tussen bron en detector, de afstand tussen bron en object en de grootte van de penumbra gekend zijn. Dit zijn zaken die alle opgemeten kunnen worden. Op figuur 7.1 zijn bron, object en detector netjes uitgelijnd, maar er moet rekening mee gehouden worden dat in realiteit deze uitlijning mis zou kunnen lopen. Met behulp van figuur 7.2 wordt er nagegaan wat er gebeurt als het object niet op de verbindinglijn tussen de centra van bron en detector ligt.



Figuur 7.2: Schema van een opstelling waarvan de positie van het object afwijkt van de verbindinglijn tussen de centra van bron en detector. De symbolen hebben dezelfde betekenis als in figuur 7.1.

Er kan in dit geval een volledig analoge berekening uitgevoerd worden, zodat ook voor deze situatie formule (7.2) geldig is. Wanneer er gewerkt wordt met de penumbra aan de onderzijde van het object, kan opnieuw een gelijkaardige berekening uitgevoerd worden om wederom op hetzelfde resultaat uit te komen. Om de focale spotgrootte te berekenen volstaat het dus B , d en D te kennen. Hierbij is het wel noodzakelijk dat het object parallel staat aan het oppervlak van de detector. Als dit niet het

geval is, dan hebben zowel D en d een andere waarde voor ieder punt van het object, en dan geldt formule (7.2) niet meer (zie ook figuur 7.3).



Figuur 7.3: Een schema van de opstelling waarin het object niet parallel staat met het detectoroppervlak. De gevormde penumbra's B_1 en B_2 hebben duidelijk niet dezelfde grootte.

De gebruikte houder in polystyreen garandeert een goede uitlijning, dus deze methode kan zonder problemen toegepast worden. Als object kan best iets gebruikt worden dat niet te dik is en vooral ook vlak, zodat d en D voor ieder punt van het object hetzelfde zijn. In dit werk werd gebruikgemaakt van een muntstuk van vijf eurocent. Na het plaatsen van het muntstuk in de polystyreen houder, wordt deze houder systematisch in stappen van 5cm verschoven, te beginnen bij de detector. Voor elke positie wordt een projectie gemaakt en wordt de penumbra opgemeten met behulp van Matlab. Zo kan er voor iedere positie een afschatting gemaakt worden van de focale spotgrootte (zowel voor de kleine als de grote focale spot in horizontale en verticale richting).

7.1.2 De modulatie transfer functie en onechte resolutie

Theorie

Om de volgende methode te begrijpen, moeten er enkele concepten duidelijk gemaakt worden. Eerst en vooral zijn er in beeldvorming twee belangrijke aspecten aan een beeld, enerzijds de ruimtelijke resolutie (reeds besproken) en het contrast. Het contrast C is een maat voor hoe goed de verschillen tussen licht en donker geobserveerd kunnen worden in een beeld $I(x, y)$ en wordt gedefinieerd als [1]:

$$C = \frac{\max(I(x, y)) - \min(I(x, y))}{\max(I(x, y)) + \min(I(x, y))}$$

waarin x en y staan voor de coördinaten in het beeld.

Tussen de ruimtelijke resolutie en het contrast bestaat een verband, wat gegeven wordt door de *modulatie transfer functie* (MTF). De MTF zegt hoe het contrast in de beelden verandert in functie van de ruimtelijke resolutie (in lp/mm) [21] en deze kan bepaald worden door het beeldvormen van een sinusödaal patroon (of voor praktische redenen een licht-donker lijnpatroon). Wanneer zo'n patroon gebeeldvormd wordt, zal de intensiteit op de detector gemoduleerd zijn (afwisselend licht en donker). Wanneer de ruimtelijke resolutie niet meer voldoende is om de lijnen van het lijnpatroon te onderscheiden, dan zal het contrast tussen de lijnen verdwijnen en zal de intensiteit op de detector niet langer gemoduleerd zijn. De MTF zegt dus hoe goed de modulatie van een lijnpatroon wordt 'doorgegeven' aan de detector, vandaar de naam *modulatie transfer functie*.

Voor een divergerende X-stralenbundel treedt er bij het beeldvormen van een sinusödaal patroon een vergrotingseffect op. Dit betekent dat de modulatiefrequentie van het originele lijnpatroon f zal verschillen van de modulatiefrequentie van de intensiteit op de detector f_i [22]:

$$f_i = f \cdot \frac{d}{d + D}$$

waarin d en D respectievelijk staan voor de afstanden tussen bron en object en tussen object en detector. Deze verandering in modulatiefrequentie impliceert dat de MTF niet enkel een functie is van de spatiale frequentie van het lijnpatroon (f), maar ook van de positie van het lijnpatroon tussen bron en detector. Dit kan gebruikt worden om de grootte van de focale spot af te schatten.

Reeds in 1962 heeft Morgan kunnen aantonen dat de MTF van een X-stralenbron (M) met een focale spotgrootte F gegeven wordt door een sinc-functie [23]:

$$M(f, d, D) = \frac{\sin\left(\pi \cdot f \cdot F \cdot \frac{D}{d+D}\right)}{\pi \cdot f \cdot F \cdot \frac{D}{d+D}} = \frac{\sin(\theta)}{\theta}, \quad (7.3)$$

met

$$\theta = \pi \cdot f \cdot F \cdot \frac{D}{d+D} = \pi \cdot f \cdot F \cdot \frac{m-1}{m},$$

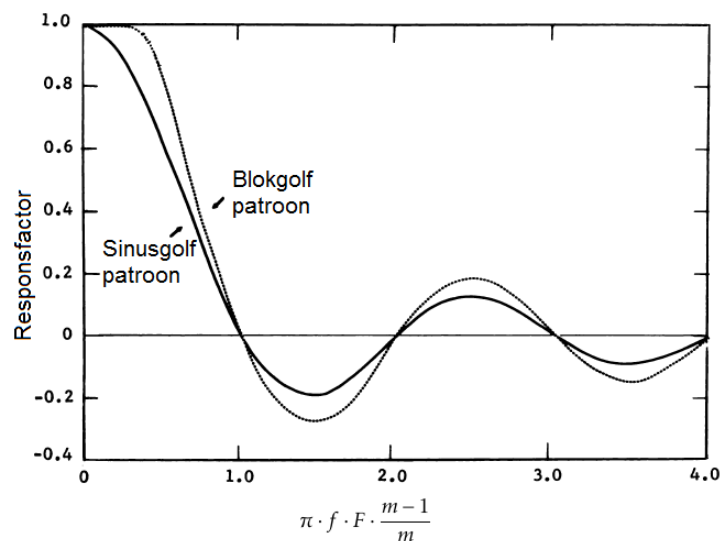
waarin de vergrotingsfactor $m = \frac{d+D}{d}$ gedefinieerd wordt. Uitdrukking 7.3 zal zijn eerste nulpunt bereiken wanneer $\theta = \pi$. Dit nulpunt legt dus ook de ruimtelijke resolutie vast die te halen is met een bepaalde focale spotgrootte. Uit de voorwaarde van dit nulpunt kan de focale spotgrootte berekend worden:

$$\begin{aligned} \pi &= \pi \cdot f \cdot F \cdot \frac{m-1}{m} \\ \Downarrow \\ 1 &= f \cdot F \cdot \frac{m-1}{m} \\ \Downarrow \\ F &= \frac{m}{f \cdot (m-1)}. \end{aligned} \quad (7.4)$$

Door het beeldvormen van een sinusoidaal patroon kan dus de grootte van de focale spot afgeschat worden. Vaak wordt er echter niet met sinusoidale patronen gewerkt, maar met een blokgolfpatroon (licht-donker) omdat deze eenvoudiger zijn om te produceren. Coltman heeft aangetoond dat de responsfunctie voor een blokgolfpatroon kan uitgedrukt worden in functie van de MTF van een sinusoidaal patroon met dezelfde spatiale frequentie f [24]:

$$S(f, d, D) = \frac{4}{\pi} \left[M(f, d, D) - \frac{M(3f, d, D)}{3} + \frac{M(5f, d, D)}{5} - \frac{M(7f, d, D)}{7} + \frac{M(9f, d, D)}{9} - \dots \right]. \quad (7.5)$$

Uitdrukkingen (7.3) en (7.5) worden visueel voorgesteld in figuur 7.4 [25].



Figuur 7.4: Visuele voorstelling van de MTF van een X-stralenbron met focale spotgrootte F voor een sinusgolfpatroon en een blokgolfpatroon. Afbeelding bewerkt uit [25].

Uit uitdrukkingen (7.3) en (7.5) en uit figuur 7.4 blijkt dat beide modulatie transfer functies het eerste nulpunt bereiken voor eenzelfde waarde van θ , waardoor uitdrukking (7.4) ook gebruikt kan worden wanneer er een blokgolfpatroon gebeeldvormd wordt [25].

Op figuur 7.4 wordt weergegeven dat de responsfactor na het eerste nulpunt negatief wordt. Dit betekent dat er opnieuw contrast komt in de beelden, maar dit contrast is geïnverteerd (lichte lijnen worden donker en vice versa). Daarom lijkt het alsof lijnen die dicht bij elkaar liggen opnieuw onderscheiden kunnen worden, maar dit is echter een verkeerde interpretatie. Men spreekt daarom van *onechte resolutie* [26].

Werkwijze

Om deze methode toe te passen wordt gebruikgemaakt van het Leeds test object type 38, aangezien dit testobject meerdere lijnpatronen bevat met een verschillende spatiale frequentie. Wanneer het testobject verplaatst wordt over de bron-detector as in de richting van de bron, dan zal er een vergrotingseffect optreden, maar ook de ruimtelijke resolutie en het contrast tussen de lijnen van de lijnpatronen zullen veranderen. Voor een welbepaalde spatiale frequentie zal op een zekere *kritische vergroting* m_k (dus op een zekere afstand tussen object en detector) de MTF zijn eerste nulpunt bereiken, waardoor het contrast tussen de lijnen verdwijnt. Wanneer m verder toeneemt, komt het patroon terug tevoorschijn, maar geïnverteerd.

De kritische vergroting varieert in functie van de spatiale frequentie, dus wanneer de kritische vergroting bepaald wordt voor verschillende spatiale frequenties, levert dit telkens een nieuw meetpunt voor de focale spotgrootte op, welke berekend wordt met uitdrukking (7.4). Het voordeel van het gebruiken van het Leeds test object type 38 schuilt in het feit dat er verschillende spatiale frequenties beschikbaar zijn op hetzelfde object, zodat de experimentele procedure slechts eenmaal moet worden uitgevoerd, wat tijd uitspaart.

In dit experiment zal het testobject geplaatst worden in de eerder besproken houder van polystyreen om een goede uitlijning te verzekeren. Verder wordt het object systematisch van de detector verwijderd, in intervallen van 2,50cm. Voor iedere positie wordt geverifieerd voor welke lijnpatronen het contrast aanwezig, verdwenen of geïnverteerd is. Tussen het verdwijnen van het contrast en het opnieuw verschijnen van het geïnverteerde contrast, kunnen verschillende meetpunten voorkomen waarin het contrast verdwenen is. Over deze meetpunten kan dan uitgemiddeld worden voor het berekenen van de focale spotgrootte.

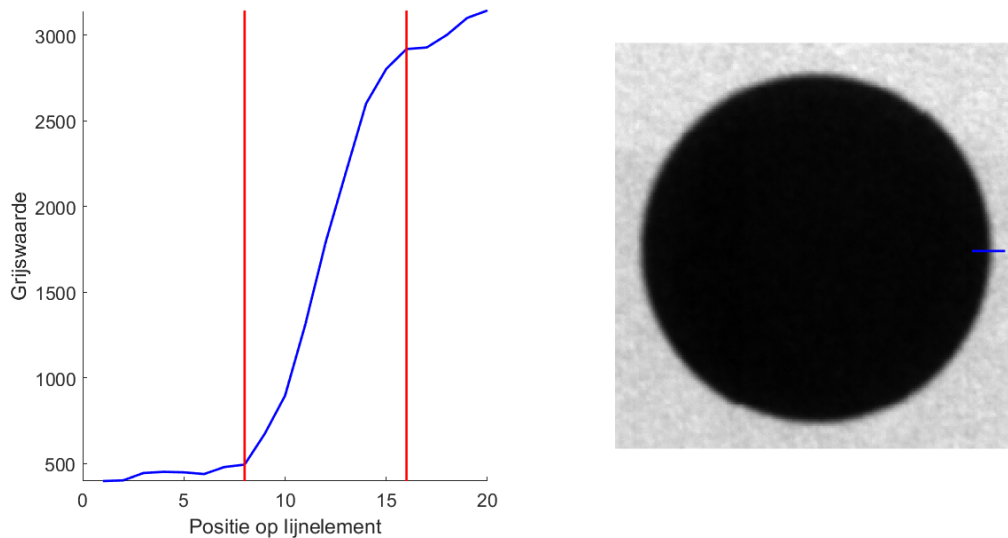
Belangrijk om te vermelden is dat voor deze metingen de optische zoom van de detector werd aangepast. De detector beschikt immers over de mogelijkheid om na de detectie en scintillatie van de X-stralen de optische zoom aan te passen in drie verschillende standen. Normaliter worden de metingen uitgevoerd op de grootste vergroting, zodat een *field of view* (FOV) van 295mm bereikt wordt. In deze metingen wordt echter de kleinste vergroting gebruikt, wat neerkomt op een FOV van 134mm. Hiermee verbetert de ruimtelijke resolutie *van de detector*, zodat het verdwijnen van het contrast te wijten is aan de grootte van de focale spot. Uiteindelijk zal deze opstelling gebruikt worden voor het beeldvormen van kleine zoogdieren, waarvoor een FOV van 134mm niet toereikend is. Voor dit experiment is deze optie echter ideaal.

7.2 Resultaten

In dit deel worden de resultaten getoond van de twee verschillende methoden die gebruikt werden om de focale spotgrootte te bepalen. De ene methode bestond erin de focale spotgrootte af te schatten door het opmeten van de penumbra gevormd door het beeldvormen van een eenvoudig, duns object, in dit geval een muntstuk. De andere methode was gebaseerd op nulpunten in de MTF en het verschijnsel van onechte resolutie.

7.2.1 Het vormen van een penumbra

Een muntstuk (vijf eurocent) werd op verschillende afstanden van de detector geplaatst. Voor elke afstand werd de bijschaduw opgemeten in horizontale en verticale richting om de focale spotgrootte in de respectievelijke richtingen af te schatten. Wanneer d de afstand is van bron tot object, D de afstand van object tot detector en B de grootte van de bijschaduw, dan kan de grootte van de focale spot F berekend worden met behulp van uitdrukking (7.2). Figuur 7.5 toont een typische meting.



Figuur 7.5: Typische meting van de penumbra. De blauwe curve in het linkerpaneel toont het verloop van de grijswaarden over het overeenkomstige lijnelement in het rechterpaneel. De rode verticale lijnen bakenen de grenzen van de bijschaduw af.

In het voorbeeld van figuur 7.5 bestrijkt de bijschaduw 7 pixels. Om de reële grootte van de penumbra te kennen in millimeter, moet deze waarde omgerekend worden met behulp van de pixelgrootte. Op deze manier werd de data geanalyseerd. Tabellen 7.1 en 7.2 vatten de resultaten samen voor respectievelijk de horizontale en verticale spotgrootte. Voor de nauwkeurigheid op de grootte van de bijschaduw werd de grootte van 1 pixel gekozen, zijnde 0,144mm. De afstanden tussen het object en de bron en tussen het object en de detector worden opgemeten tot op de behuizing van bron en detector met een nauwkeurigheid van 1mm. De afstanden uit tabel 5.4 (voor detector 1) worden hierbij opgeteld om de correcte afstanden tussen het object en de bron en tussen het object en de detector te kennen.

Met behulp van deze nauwkeurigheden kan de nauwkeurigheid op de focale spotgrootte berekend worden met behulp van de formule voor foutenpropagatie:

$$\begin{aligned}\sigma_F &= \sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial B}\right)^2 \cdot \sigma_B^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial d}\right)^2 \cdot \sigma_d^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial D}\right)^2 \cdot \sigma_D^2} \\ &= \sqrt{\left(\frac{d}{D}\right)^2 \cdot \sigma_B^2 + \left(\frac{B}{D}\right)^2 \cdot \sigma_d^2 + \left(-B \frac{d}{D^2}\right)^2 \cdot \sigma_D^2}\end{aligned}$$

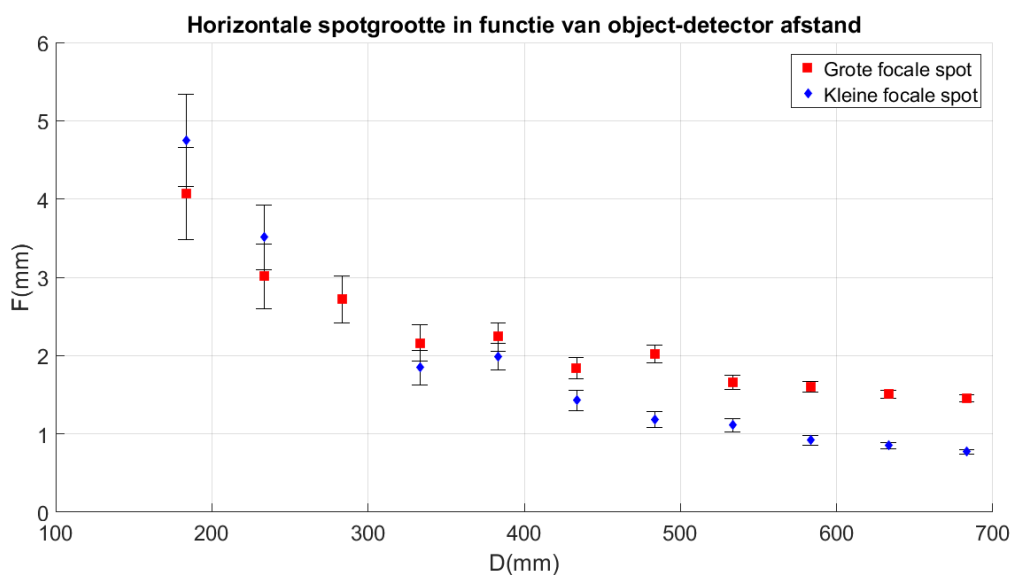
d	σ_d	D	σ_D	B_k	B_g	σ_B	F_k	σ_{F_k}	F_g	σ_{F_g}
864,0	9,7	183,5	3,3	1,008	0,864	0,144	4,75	0,59	4,07	0,59
814,0	9,7	233,5	3,3	1,008	0,864	0,144	3,51	0,41	3,01	0,41
764,0	9,7	283,5	3,3	/	1,008	0,144	/	/	2,72	0,30
714,0	9,7	333,5	3,3	0,864	1,008	0,144	1,85	0,22	2,16	0,23
664,0	9,7	383,5	3,3	1,152	1,296	0,144	1,99	0,17	2,24	0,18
614,0	9,7	433,5	3,3	1,008	1,296	0,144	1,43	0,13	1,84	0,14
564,0	9,7	483,5	3,3	1,008	1,728	0,144	1,18	0,1	2,02	0,11
514,0	9,7	533,5	3,3	1,152	1,728	0,144	1,11	0,08	1,66	0,09
464,0	9,7	583,5	3,3	1,152	2,016	0,144	0,92	0,06	1,60	0,07
414,0	9,7	633,5	3,3	1,296	2,304	0,144	0,85	0,043	1,506	0,053
364,0	9,7	683,5	3,3	1,440	2,736	0,144	0,77	0,032	1,457	0,047

Tabel 7.1: Horizontale focale spotgroottes van de grote en kleine focale spots. De subscripten 'g' en 'k' wijzen respectievelijk op de grote en de kleine focale spot. De eenheden voor elke kolom zijn gegeven in mm.

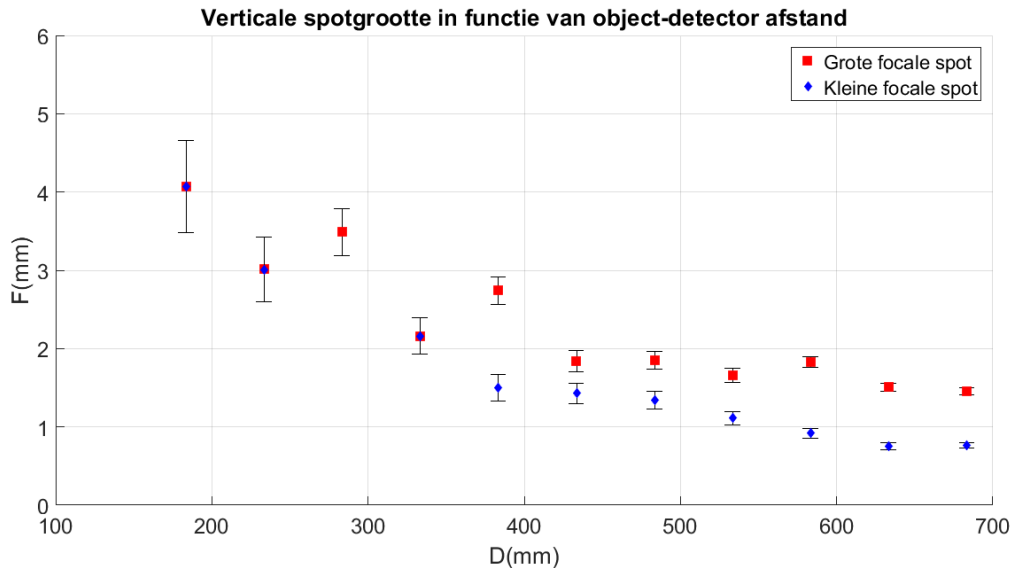
d	σ_d	D	σ_D	B_k	B_g	σ_B	F_k	σ_{F_k}	F_g	σ_{F_g}
864,0	9,7	183,5	3,3	0,864	0,864	0,144	4,07	0,59	4,07	0,59
814,0	9,7	233,5	3,3	0,864	0,864	0,144	3,01	0,41	3,01	0,41
764,0	9,7	283,5	3,3	/	1,296	0,144	/	/	3,49	0,30
714,0	9,7	333,5	3,3	1,008	1,008	0,144	2,16	0,23	2,16	0,23
664,0	9,7	383,5	3,3	0,864	1,584	0,144	1,50	0,17	2,74	0,18
614,0	9,7	433,5	3,3	1,008	1,296	0,144	1,43	0,13	1,84	0,14
564,0	9,7	483,5	3,3	1,152	1,584	0,144	1,34	0,11	1,85	0,11
514,0	9,7	533,5	3,3	1,152	1,728	0,144	1,11	0,08	1,66	0,09
464,0	9,7	583,5	3,3	1,152	2,304	0,144	0,92	0,06	1,83	0,07
414,0	9,7	633,5	3,3	1,152	2,304	0,144	0,753	0,042	1,506	0,053
364,0	9,7	683,5	3,3	1,440	2,736	0,144	0,767	0,032	1,457	0,047

Tabel 7.2: Verticale focale spotgroottes van de grote en kleine focale spots. De subscripten 'g' en 'k' wijzen respectievelijk op de grote en de kleine focale spot. De eenheden voor elke kolom zijn gegeven in mm.

Voor de duidelijkheid worden deze resultaten ook visueel voorgesteld in figuren 7.6 en 7.7.



Figuur 7.6: De horizontale focale spotgrootte van de grote en kleine focale spot in functie van de object-detector afstand.



Figuur 7.7: De verticale focale spotgrootte van de grote en kleine focale spot in functie van de object-detector afstand.

Aangezien uit tabellen 7.1 en 7.2 blijkt dat de nauwkeurigheden op de berekende waarden een grootteorde van elkaar kunnen verschillen, wordt van deze resultaten een gewogen gemiddelde berekend. Het resultaat wordt getoond in tabel 7.3.

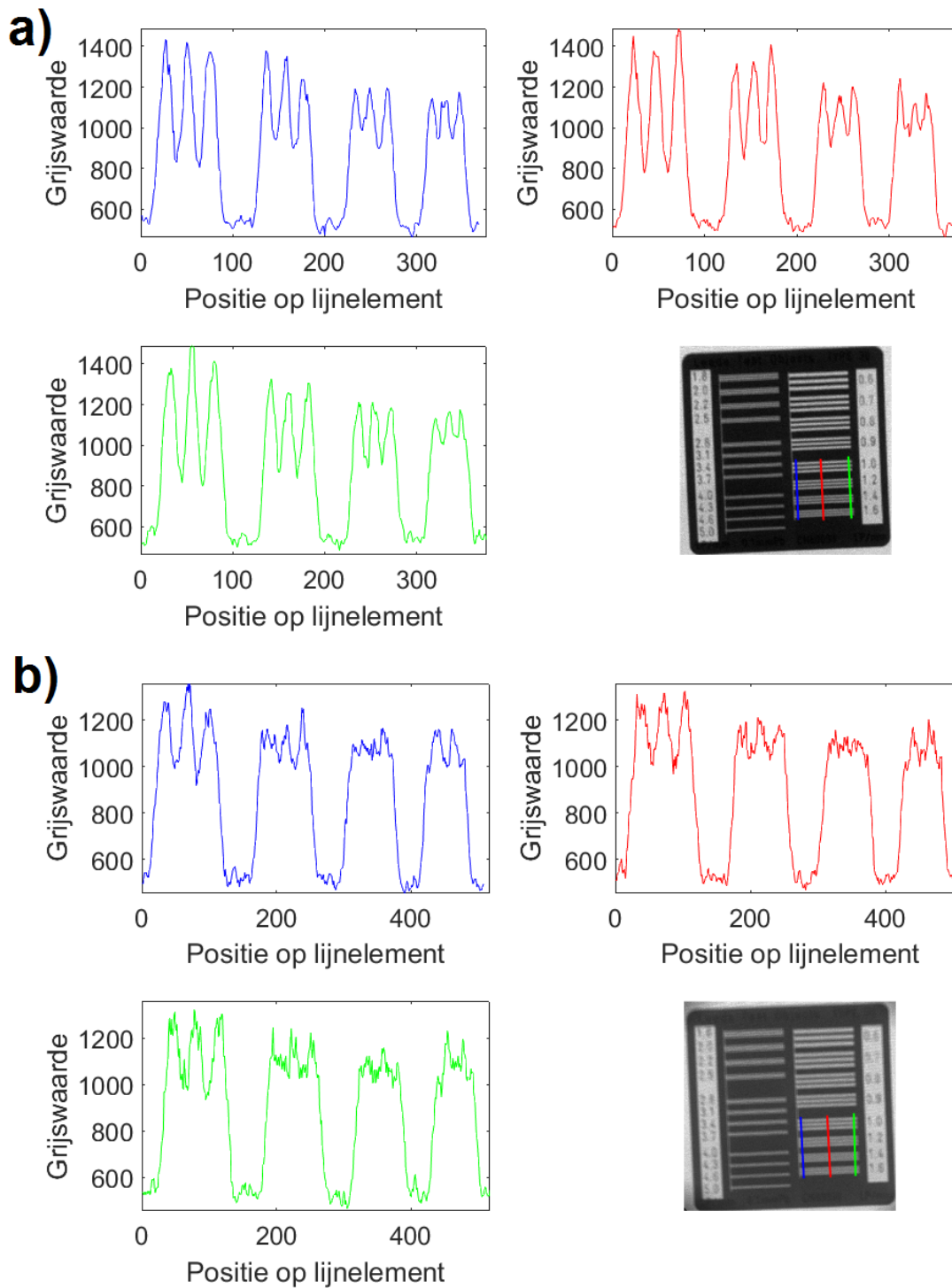
	$\langle F \rangle_g$ (mm)	$\sigma_{\langle F \rangle_g}$ (mm)
Grote spot horizontaal	1,692	0,048
Grote spot verticaal	1,742	0,048
Kleine spot horizontaal	1,011	0,047
Kleine spot verticaal	0,985	0,047

Tabel 7.3: Gewogen gemiddeldes van de focale spotgroottes berekend met de methode gebaseerd op het opmeten van de gevormde penumbra.

7.2.2 Onechte resolutie

Het Leeds testobject werd op toenemende afstanden van de detector geplaatst met stappen van 2,50cm. De meetpunten zijn in dit geval de kritische vergrotingen waarvoor het contrast tussen de lijnen van een lijnpatroon met een bepaalde spatiale frequentie verdwijnt. Als $m = \frac{d+D}{d}$ de kritische vergroting is waarop het patroon verdwijnt, dan kan de focale spotgrootte berekend worden met behulp van uitdrukking (7.4). Figuur 7.8 toont hoe een meting in zijn werk gaat.

Op paneel a) van figuur 7.8 wordt getoond hoe bij een object-detector afstand van 37,5cm elke piek in de grijswaarden wordt onderverdeeld in drie pieken, wat impliceert dat er een voldoende groot contrast is tussen de lijnen. Wanneer het object verder weg van de detector wordt verwijderd, dan zal de ruimtelijke resolutie te wijten aan de eindige focale spotgrootte niet voldoende zijn om het contrast tussen naburige lijnen te garanderen. Voor een bepaalde waarde van de object-detector afstand zal het lijnpatroon opnieuw in de beelden te vinden zijn, maar dan geïnverteerd. Dit is zichtbaar op paneel b) van figuur 7.8. Op een object-detector afstand (gemeten tot op de behuizing) van 55,0cm zal de piek van $f = 1,6\text{lp/mm}$, uiterst rechts in de curves, onderverdeeld zijn in twee pieken in plaats van drie. De piek van $f = 1,4\text{lp/mm}$, de tweede piek van rechts in de curves, wordt niet verder onderverdeeld omdat de ruimtelijke resolutie te wijten aan de eindige focale spotgrootte niet voldoende is en het contrast verdwijnt. Dit betekent dat voor een spatiale frequentie van $1,4\text{lp/mm}$ de kritische vergroting bereikt is en dus zal dit een meetpunt zijn om de focale spotgrootte te berekenen.



Figuur 7.8: Een meting van de onechte resolutie. a) De object-detector afstand bedraagt 37,5cm (gemeten tot op de behuizing). Elke piek wordt in drie pieken onderverdeeld. b) De object-detector afstand bedraagt 55cm (gemeten tot op de behuizing). De piek bij $f = 1,6\text{lp/mm}$ (uiterst rechts) wordt onderverdeeld in twee pieken. De piek bij $f = 1,4\text{lp/mm}$ wordt, afgezien van ruis, niet verder onderverdeeld.

De kritische vergroting is niet éénduidig bepaald aangezien er meerdere posities van het object zijn waarop het contrast voor een bepaalde spatiale frequentie verdwenen is. Als gevolg zullen er vaak meerdere meetpunten zijn voor eenzelfde spatiale frequentie. De verzameling van deze meetpunten wordt meegenomen in de berekeningen om daarna over uit te middelen. De resultaten worden getoond in tabellen 7.4, 7.5, 7.6 en 7.7.

De nauwkeurigheid op de focale spotgrootte kan bepaald worden met de formule voor foutenpropagatie:

$$\sigma_F = \sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial m}\right)^2} \cdot \sigma_m^2 = \frac{\sigma_m}{f^2 \cdot (m-1)^2}.$$

Hiervoor moet de nauwkeurigheid op m gekend zijn, welke ook berekend kan worden met de formule voor foutenpropagatie:

$$\sigma_m = \sqrt{\left(\frac{\partial m}{\partial d}\right)^2 \cdot \sigma_d^2 + \left(\frac{\partial m}{\partial D}\right)^2 \cdot \sigma_D^2} = \sqrt{\left(-\frac{D}{d^2}\right)^2 \cdot \sigma_d^2 + \left(\frac{1}{d}\right)^2 \cdot \sigma_D^2}.$$

f (lp/mm)	d (mm)	σ_d (mm)	D (mm)	σ_D (mm)	m	σ_m	F (mm)	σ_F (mm)
2,5	814,0	9,7	233,5	3,3	1,2869	0,0054	1,794	0,011
2,5	789,0	9,7	258,5	3,3	1,3276	0,0059	1,6209	0,0088
2,5	764,0	9,7	283,5	3,3	1,3711	0,0064	1,4780	0,0075
2,2	814,0	9,7	233,5	3,3	1,2869	0,0054	2,039	0,014
2,2	789,0	9,7	258,5	3,3	1,3276	0,0059	1,842	0,012
2,2	764,0	9,7	283,5	3,3	1,3711	0,0064	1,679	0,010
2,2	739,0	9,7	308,5	3,3	1,4175	0,0071	1,5434	0,0085
2,0	739,0	9,7	308,5	3,3	1,4175	0,0071	1,698	0,011
1,8	714,0	9,7	333,5	3,3	1,4671	0,0079	1,745	0,012
1,8	689,0	9,7	358,5	3,3	1,5203	0,0088	1,623	0,011
1,6	589,0	9,7	458,5	3,3	1,7784	0,0140	1,428	0,010
1,6	564,0	9,7	483,5	3,3	1,8573	0,0159	1,3541	0,0085
1,6	539,0	9,7	508,5	3,3	1,9434	0,0181	1,2875	0,0080
1,6	514,0	9,7	533,5	3,3	2,038	0,021	1,2272	0,0077
1,6	489,0	9,7	558,5	3,3	2,142	0,024	1,1722	0,0072
1,4	489,0	9,7	558,5	3,3	2,142	0,024	1,340	0,010
1,4	464,0	9,7	583,5	3,3	2,258	0,028	1,282	0,010
1,4	439,0	9,7	608,5	3,3	2,386	0,032	1,2296	0,0085
1,4	414,0	9,7	633,5	3,3	2,530	0,037	1,1811	0,0081
1,2	439,0	9,7	608,5	3,3	2,386	0,032	1,435	0,012
1,2	414,0	9,7	633,5	3,3	2,530	0,037	1,378	0,011
1,2	389,0	9,7	658,5	3,3	2,693	0,044	1,326	0,011
1,2	364,0	9,7	683,5	3,3	2,878	0,051	1,277	0,011
1,2	339,0	9,7	708,5	3,3	3,090	0,061	1,232	0,010

Tabel 7.4: Verticale grootte van de grote focale spot berekend met de methode gebaseerd op nulpunten in de MTF.

f (lp/mm)	d (mm)	σ_d (mm)	D (mm)	σ_D (mm)	m	σ_m	F (mm)	σ_F (mm)
2,5	789,0	9,7	258,5	3,3	1,3276	0,0059	1,6209	0,0088
2,5	764,0	9,7	283,5	3,3	1,3711	0,0064	1,4780	0,0075
2,5	739,0	9,7	308,5	3,3	1,4175	0,0071	1,3582	0,0066
2,5	714,0	9,7	333,5	3,3	1,4671	0,0079	1,2564	0,0058
2,2	739,0	9,7	308,5	3,3	1,4175	0,0071	1,5434	0,0085
2,2	714,0	9,7	333,5	3,3	1,4671	0,0079	1,4277	0,0075
2,2	689,0	9,7	358,5	3,3	1,5203	0,0088	1,3281	0,0068
2,0	689,0	9,7	358,5	3,3	1,5203	0,0088	1,4609	0,0082
2,0	664,0	9,7	383,5	3,3	1,5776	0,0098	1,3657	0,0074
2,0	639,0	9,7	408,5	3,3	1,639	0,011	1,2821	0,0068
1,8	664,0	9,7	383,5	3,3	1,5776	0,0098	1,517	0,010
1,8	639,0	9,7	408,5	3,3	1,6393	0,011	1,425	0,0084
1,8	614,0	9,7	433,5	3,3	1,706	0,013	1,342	0,0081
1,6	614,0	9,7	433,5	3,3	1,706	0,013	1,510	0,011
1,6	589,0	9,7	458,5	3,3	1,778	0,014	1,428	0,010
1,6	564,0	9,7	583,5	3,3	2,035	0,019	1,2291	0,0070
1,4	539,0	9,7	508,5	3,3	1,943	0,019	1,471	0,011
1,4	514,0	9,7	533,5	3,3	2,038	0,021	1,402	0,010
1,4	489,0	9,7	558,5	3,3	2,142	0,024	1,340	0,010
1,2	489,0	9,7	558,5	3,3	2,142	0,024	1,563	0,013
1,2	464,0	9,7	583,5	3,3	2,258	0,028	1,496	0,013
1,2	439,0	9,7	608,5	3,3	2,386	0,032	1,435	0,012
1,2	414,0	9,7	633,5	3,3	2,530	0,037	1,378	0,011

Tabel 7.5: Horizontale grootte van de grote focale spot berekend met de methode gebaseerd op nulpunten in de MTF.

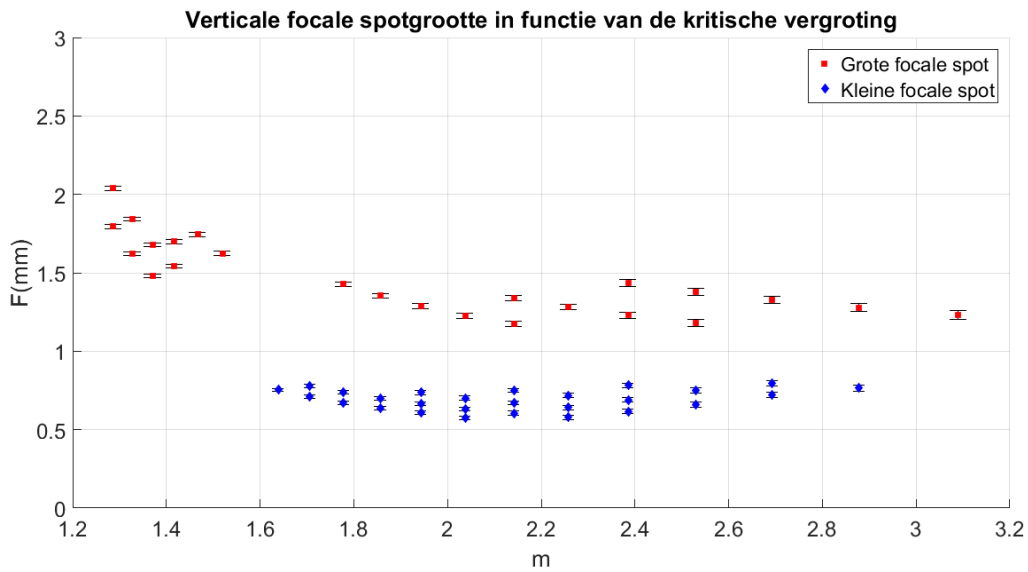
f (lp/mm)	d (mm)	σ_d (mm)	D (mm)	σ_D (mm)	m	σ_m	F (mm)	σ_F (mm)
3,4	639,0	9,7	408,5	3,3	1,639	0,011	0,7542	0,0024
3,4	614,0	9,7	433,5	3,3	1,706	0,013	0,7107	0,0023
3,4	589,0	9,7	458,5	3,3	1,778	0,014	0,6719	0,0020
3,4	564,0	9,7	483,5	3,3	1,857	0,016	0,6372	0,0019
3,4	539,0	9,7	508,5	3,3	1,943	0,019	0,6059	0,0019
3,4	514,0	9,7	533,5	3,3	2,038	0,021	0,5775	0,0017
3,1	614,0	9,7	433,5	3,3	1,706	0,013	0,7795	0,0028
3,1	589,0	9,7	458,5	3,3	1,778	0,014	0,7370	0,0025
3,1	564,0	9,7	483,5	3,3	1,857	0,016	0,6989	0,0023
3,1	539,0	9,7	508,5	3,3	1,943	0,019	0,6645	0,0023
3,1	514,0	9,7	533,5	3,3	2,038	0,021	0,6334	0,0021
3,1	489,0	9,7	558,5	3,3	2,142	0,024	0,6050	0,0020
3,1	464,0	9,7	583,5	3,3	2,258	0,028	0,5791	0,0019
2,8	539,0	9,7	508,5	3,3	1,943	0,019	0,7357	0,0028
2,8	514,0	9,7	533,5	3,3	2,038	0,021	0,7012	0,0025
2,8	489,0	9,7	558,5	3,3	2,142	0,024	0,6698	0,0024
2,8	464,0	9,7	583,5	3,3	2,258	0,028	0,6411	0,0023
2,8	439,0	9,7	608,5	3,3	2,386	0,032	0,6148	0,0022
2,5	489,0	9,7	558,5	3,3	2,142	0,024	0,7502	0,0030
2,5	464,0	9,7	583,5	3,3	2,258	0,028	0,7181	0,0029
2,5	439,0	9,7	608,5	3,3	2,386	0,032	0,6886	0,0027
2,5	414,0	9,7	633,5	3,3	2,530	0,037	0,6614	0,0026
2,2	439,0	9,7	608,5	3,3	2,386	0,032	0,7825	0,0035
2,2	414,0	9,7	633,5	3,3	2,530	0,037	0,7516	0,0033
2,2	389,0	9,7	658,5	3,3	2,693	0,044	0,7231	0,0032
2,0	389,0	9,7	658,5	3,3	2,693	0,044	0,7954	0,0039
2,0	364,0	9,7	683,5	3,3	2,878	0,051	0,7663	0,0037

Tabel 7.6: Verticale grootte van de kleine focale spot berekend met de methode gebaseerd op nulpunten in de MTF.

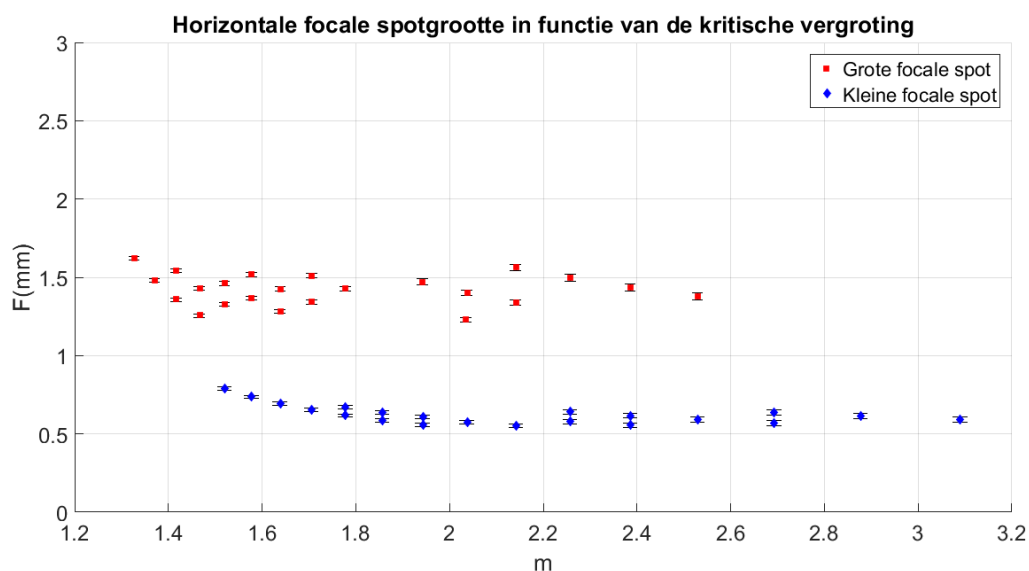
f (lp/mm)	d (mm)	σ_d (mm)	D (mm)	σ_D (mm)	m	σ_m	F (mm)	σ_F (mm)
3,7	689,0	9,7	358,5	3,3	1,5203	0,0088	0,7897	0,0024
3,7	664,0	9,7	383,5	3,3	1,5776	0,0098	0,7382	0,0022
3,7	639,0	9,7	408,5	3,3	1,639	0,011	0,6930	0,0020
3,7	614,0	9,7	433,5	3,3	1,706	0,013	0,6531	0,0020
3,7	589,0	9,7	458,5	3,3	1,778	0,014	0,6175	0,0017
3,7	564,0	9,7	483,5	3,3	1,857	0,016	0,5855	0,0016
3,7	539,0	9,7	508,5	3,3	1,943	0,019	0,5568	0,0016
3,4	589,0	9,7	458,5	3,3	1,778	0,014	0,6719	0,0020
3,4	564,0	9,7	483,5	3,3	1,857	0,016	0,6372	0,0019
3,4	539,0	9,7	508,5	3,3	1,943	0,019	0,6059	0,0019
3,4	514,0	9,7	533,5	3,3	2,038	0,021	0,5775	0,0017
3,4	489,0	9,7	558,5	3,3	2,142	0,024	0,5516	0,0016
3,1	464,0	9,7	583,5	3,3	2,258	0,028	0,5791	0,0019
3,1	439,0	9,7	608,5	3,3	2,386	0,032	0,5553	0,0018
2,8	464,0	9,7	583,5	3,3	2,258	0,028	0,6411	0,0023
2,8	439,0	9,7	608,5	3,3	2,386	0,032	0,6148	0,0022
2,8	414,0	9,7	633,5	3,3	2,530	0,037	0,5905	0,0021
2,8	389,0	9,7	658,5	3,3	2,693	0,044	0,5681	0,0020
2,5	389,0	9,7	658,5	3,3	2,693	0,044	0,6363	0,0025
2,5	364,0	9,7	683,5	3,3	2,878	0,051	0,6130	0,0024
2,5	339,0	9,7	708,5	3,3	3,090	0,061	0,5914	0,0023

Tabel 7.7: Horizontale grootte van de kleine focale spot berekend met de methode gebaseerd op nulpunten in de MTF.

Deze resultaten worden visueel voorgesteld voor de duidelijkheid in figuren 7.9 en 7.10.



Figuur 7.9: Verticale grootte van de grote en kleine focale spot in functie van de kritische vergroting.



Figuur 7.10: Horizontale grootte van de grote en kleine focale spot in functie van de kritische vergroting.

Van deze resultaten werd een gemiddelde genomen om een schatting te maken van de focale spotgrootte in horizontale en verticale richting van beide focale spots. Aangezien de nauwkeurigheden op de resultaten voor de grote focale spot een grootteorde kunnen verschillen, wordt er voor de grote focale spot gebruikgemaakt van het gewogen gemiddelde. De resultaten zijn terug te vinden in tabel 7.8. De nauwkeurigheid op het rekenkundig gemiddelde voor de kleine focale spot werd berekend met de formule voor de standaardfout.

	$\langle F \rangle$ (mm)	$\sigma_{\langle F \rangle}$ (mm)
Grote spot horizontaal	1,3926	0,0018
Grote spot verticaal	1,4195	0,0020
Kleine spot horizontaal	0,636	0,016
Kleine spot verticaal	0,703	0,013

Tabel 7.8: Gemiddelde spotgroottes berekend met de methode gebaseerd op nulpunten in de MTF.

7.3 Discussie

7.3.1 Het vormen van een penumbra

Uit tabellen 7.1 en 7.2 en uit figuren 7.6 en 7.7 kan worden afgelezen dat de berekende waarden voor de focale spotgrootte een grote spreiding vertonen. Op een kleine object-detector afstand worden zelfs waarden gevonden boven de 4mm. Deze hoge waarden zijn zeer onrealistisch en bevatten bovendien ook een slechte nauwkeurigheid (aangeduid door de foutenbalken). Naarmate de object-detector afstand toeneemt, nemen de berekende groottes meer plausibele waarden aan en de foutenbalken worden kleiner. Voor een grote afstand tussen object en detector zijn de resultaten het meest waardevol. Het grootste probleem met deze resultaten is dat deze niet gespreid liggen rond een constante waarde, wat theoretisch gezien het geval zou moeten zijn aangezien de focale spotgrootte een constante van het systeem is.

De gewogen gemiddeldes zijn echter wel plausibele waarden. Volgens het boek van C. Bushong [7] geldt, voor medische CT-toestellen die beschikken over twee verschillende focale spots, dat de kleine spot afmetingen heeft die liggen tussen 0,1mm en 1,0mm en de grote spot tussen 0,4mm en 2mm. Voor de kleine focale spot valt de waarde voor de horizontale grootte niet binnen deze grenzen. Vermoedelijk wordt deze te groot ingeschat en levert deze methode geen accurate resultaten op. Verder valt nog op te merken dat er al een vermoeden was dat de kleine spot in horizontale richting

kleiner was dan in de verticale, maar afgaande op de resultaten in tabel 7.3 is dit niet het geval. Deze methode kan betrouwbaarder zijn als het object op voldoende afstand van de detector wordt geplaatst.

Een mogelijke verklaring voor de onnauwkeurige meetpunten bij een kleine object-detector afstand kan de ruimtelijke resolutie van het beeldvormingssysteem zijn. De bijschaduw kan in dat geval te klein zijn om geresolveerd te worden. Naarmate het object dicht bij de bron wordt gebracht, zal de bijschaduw toenemen in grootte en zal deze nauwkeuriger te meten zijn.

Veronderstel dat er een focale spot gebruikt wordt met grootte 1mm. Wanneer dan de formule $F = B \frac{d}{D}$ wordt omgevormd naar een uitdrukking voor de grootte van de bijschaduw $B = F \frac{D}{d}$ dan kan een afschatting gemaakt worden voor de verwachte grootte van de bijschaduw. Er wordt verondersteld dat het object zeer dicht bij de detector staat, bijvoorbeeld $D = 5\text{cm}$ en $d = 95\text{cm}$ (afstand tussen bron en detector is 1m), Dan wordt een penumbra gevonden met grootte $52,6\mu\text{m}$. Dit is te klein om geresolveerd te worden door het systeem, dus het is niet zinvol om onder deze omstandigheden metingen uit te voeren. De overgangszone tussen object en achtergrond die in deze beelden foutief geïnterpreteerd werd als bijschaduw heeft dus een andere oorsprong. Een mogelijke oorsprong is de eindige dikte van gebruikte munt.

7.3.2 Onechte resolutie

De focale spotgrootte werd ook bepaald door het zoeken naar nulpunten in de modulatie transfer functie. Tabellen 7.4, 7.5, 7.6 en 7.7 tonen deze resultaten, die ook grafisch worden voorgesteld in figuren 7.9 en 7.10. Deze data vertoont al een veel kleinere spreiding dan de data bekomen met de voorgaande methode en ook liggen de resultaten eerder gespreid rond een constante waarde, wat in overeenstemming is met de verwachtingen. Ook de nauwkeurigheden op de afzonderlijke metingen zijn over het algemeen beter. De gemiddeldes te vinden in tabel 7.8 zijn zeer plausibele waarden. De kleine spot wordt doorheen alle metingen kleiner ingeschat dan de gewogen waarde uit de voorgaande methode.

Ook valt op te merken dat, voor zowel de grote als de kleine spot, wordt gevonden dat deze in horizontale richting kleiner is dan in de verticale richting. Dit bevestigt het eerdere vermoeden. Uit deze data kan besloten worden dat de methode gebaseerd op het verschijnen van onechte resolutie betere resultaten levert dan de methode waarin systematisch de penumbra wordt opgemeten.

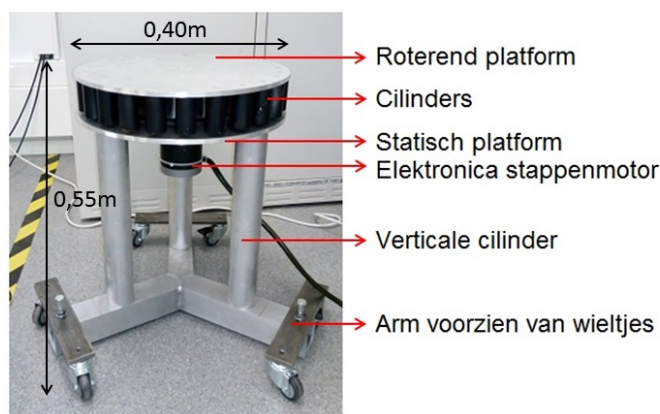
8. Het draaiplatform: stabiliteit van de rotatiesnelheid

8.1 Introductie en ontwerp van het draaiplatform

Om aan X-stralen tomografie te kunnen doen moeten er projecties van het object voorhanden zijn die genomen werden onder verschillende rotatiehoeken. In de medische wereld gebeurt dit door het bron-detectorsysteem te roteren rondom de patiënt en voor verschillende rotatiehoeken een projectie te nemen. bij het gebruik van X-stralen microtomografie worden bron en detector vaak statisch gehouden en wordt het te onderzoeken monster op een roterend platform geplaatst. In dit proefschrift zal dit ook het geval zijn, maar op een veel grotere schaal.

Voor de gebruikte set-up werd een draaiplatform ontwikkeld dat op verschillende rotatieperioden kan worden ingesteld, namelijk een periode van 2s, 4s of 6s. De gebruikte camera's kunnen beelden opnemen met een frequentie van maar liefst 750Hz. De combinatie van deze twee zorgt ervoor dat een volledige reeks van projecties kan worden opgenomen in een kwestie van seconden.

Op figuur 8.1 wordt het ontwikkelde draaiplatform getoond. De basis van het platform bestaat uit drie armen die voorzien zijn van wieltjes om het platform te verplaatsen, maar kan stevig verankerd worden wanneer er projecties mee worden opgenomen. Op elke arm is een verticale cilinder geplaatst, welke een statisch platform ondersteunen. Onderaan het statisch platform wordt de elektronica van een stappenmotor gemonteerd, wat de aandrijving van het roterende platform vormt. Het platform wordt magnetisch verankerd op een roterend element dat aangedreven wordt door de stappenmotor. Onderaan het roterende platform worden cilinders voorzien die als doel hebben de massa van het platform te vergroten. De massa van het roterende platform wordt groot gemaakt zodat een eventuele belasting relatief minder invloed heeft op de traagheid.



Figuur 8.1: Het draaiplatform dat gebruikt wordt in de opstelling.

Aangezien er gewerkt wordt met een stappenmotor, zal ook het draaiplatform in kleine stapjes bewegen. In de stappenmotor is er namelijk een deel dat kan roteren, de rotor, wat een permanente magneet is. Rondom de rotor bevinden zich statoren. Dit zijn elektromagneten waarrond een spoel gewikkeld wordt. Afhankelijk van de stroom in de spoel, krijgen de statoren een magnetische noord-

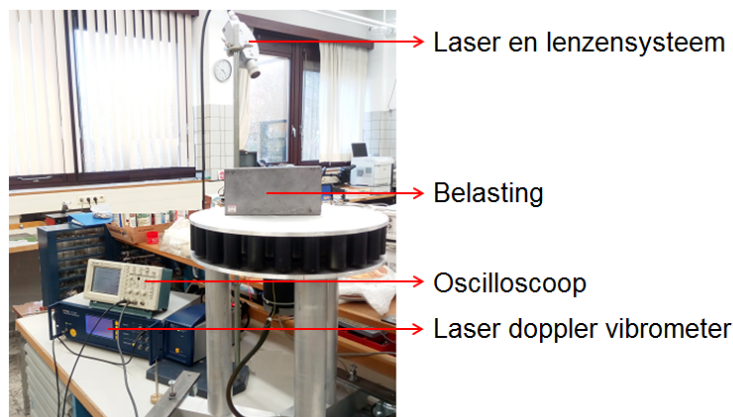
of zuidpool aan de kant van de rotor. Door de stroom in de spoelen rondom de statoren te variëren kan de rotor worden gerotereerd en op deze manier wordt de stappenmotor aangedreven. In dit proefschrift zal worden nagegaan of de rotatiesnelheid van het platform aangedreven met een stappenmotor stabiel genoeg is om aan tomografie te doen. Hiervoor wordt gebruikgemaakt van laser doppler vibrometrie en het tracken van markers die opaak zijn voor X-stralen.

8.2 Stabiliteit van de rotatiesnelheid: laser doppler vibrometrie

Eerst werd de rotatiesnelheid van het roterend platform onderzocht met behulp van laser doppler vibrometrie. In wat volgt wordt de experimentele opstelling beschreven en wordt de werkwijze uitgelegd. Vervolgens worden de resultaten getoond en geïnterpreteerd.

8.2.1 Experimentele opstelling en werkwijze

Voor dit experiment wordt gebruikgemaakt van een Polytec OFV-5000 vibrometer voorzien van een Polytec OFV-534 laser unit [27]. De laser van de vibrometer wordt op het oppervlak van het draaiplatform gericht onder een hoek van 122° op een afstand van 170mm van de rotatieas. Om laser doppler vibrometrie uit te voeren is het noodzakelijk dat een deel van het laserlicht gereflecteerd wordt in de richting van de invallende straal. Dit wordt bereikt door het oppervlak van het roterend platform te besprenkelen met een poeder, zodat het oppervlak ruwer wordt. Het spanningssignaal dat wordt gegenereerd door de laser doppler vibrometer kan worden uitgelezen met een oscilloscoop, welke verbonden is met een computer. Het spanningssignaal wordt via de oscilloscoop doorgestuurd naar de computer, waar het met behulp van Matlab gedigitaliseerd wordt met een bemonsteringsfrequentie van 1000Hz. In figuur 8.2 wordt de experimentele opstelling getoond.



Figuur 8.2: Experimentele opstelling voor het meten van de rotatiesnelheid van het platform met behulp van laser doppler vibrometrie.

Er kan geopteerd worden om het platform een volledige omwenteling te laten afleggen in 2s, 4s of 6s. Om de stabiliteit van de rotatiesnelheid te maximaliseren wordt het platform opgestart waarna het vier volledige omwentelingen aflegt. De vierde en laatste omwenteling zal uiteindelijk gebruikt worden om in een verdere stap de projecties op te nemen. Het is in principe mogelijk om het platform meer omwentelingen te laten afleggen vooraleer de projecties worden genomen, maar in realiteit moet er natuurlijk rekening mee gehouden worden dat er gewerkt zal worden met jonge levende dieren die snel ontwikkelen. Aangezien er meerdere dieren moeten gevolgd worden in een longitudinale studie, is een snelle uitvoering van de scans een noodzaak. Voor dit experiment zal de data gebruikt worden van de meest stabiele ronde (de vierde en laatste ronde) om de stabiliteit van de rotatiesnelheid te karakteriseren.

In de toekomst zal het platform belast worden met de te onderzoeken dieren. Om na te gaan of het platform zich anders gedraagt onder belasting, werd het experiment herhaald voor een belasting

van het platform met 10kg en 20kg. De stabiliteit van de rotatiesnelheid wordt gecontroleerd voor elke mogelijke rotatieperiode.

Zoals eerder vermeld werd het spanningssignaal gedigitaliseerd met behulp van Matlab. Om de uitgelezen spanning om te zetten naar een snelheid, moet deze vermenigvuldigd worden met een evenredigheidsfactor α , welke afhangt van de gebruikte laser vibrometer en de instellingen van de vibrometer:

$$v_m(t) = \alpha \cdot V(t),$$

waarin $V(t)$ het uitgelezen spanningssignaal is en $v_m(t)$ de eigenlijk gemeten snelheid. Voor de huidige instellingen van de gebruikte vibrometer geldt dat $\alpha = 50 \frac{\text{mm}}{\text{s} \cdot \text{V}}$. Eerder is echter ook vermeld dat, om de radiële snelheid te berekenen, het ook nodig is om rekening te houden met de invalshoek van het laserlicht, zoals in uitdrukking (3.3). Om de radiële snelheid te berekenen moet volgende uitdrukking gebruikt worden:

$$v_{rad}(t) = -\frac{1}{\cos(\theta)} \cdot v_m(t), \quad (8.1)$$

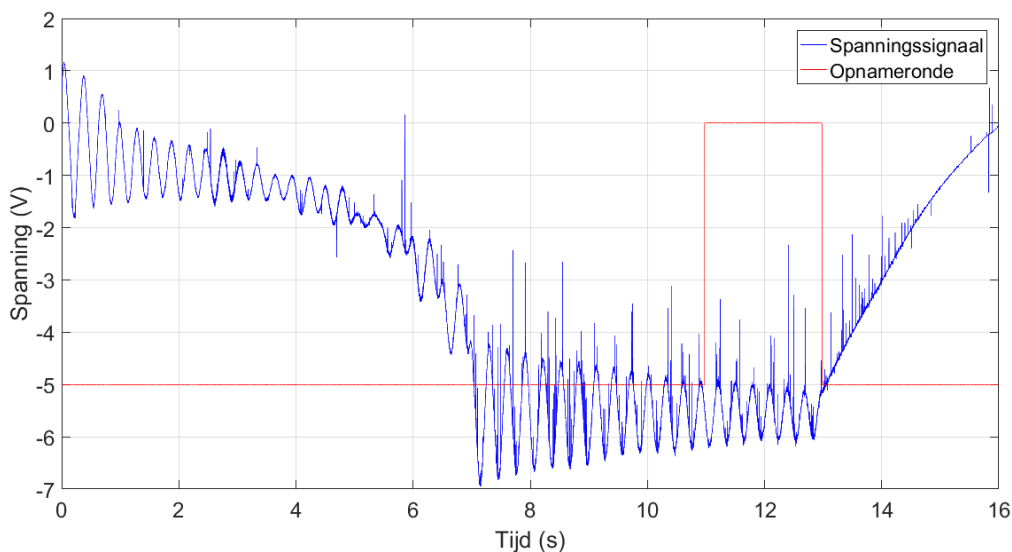
aangezien de laserstraal onder een hoek van $\theta = 122^\circ$ werd gericht op het oppervlak van het platform. Uitdrukking (8.1) geeft de radiële snelheid die opgemeten werd op een afstand van 170mm van de rotatieas, aangezien op dit punt de laserstraal gericht werd. Het is algemener om te werken met de hoeksnelheid $\omega(t)$, aangezien deze niet afhangt van de positie op de schijf. Deze kan berekend worden door $v_{rad}(t)$ te delen door 170mm, aangezien voor een cirkelvormige beweging geldt dat $v_{rad} = r \cdot \omega$ met r de afstand tot de rotatieas, dus:

$$\omega(t) = -\frac{1}{r} \cdot \frac{1}{\cos(\theta)} \cdot v_m(t), \quad (8.2)$$

met $r = 170\text{mm}$.

8.2.2 Verwerking en resultaten

In figuur 8.3 wordt een typisch spanningssignaal getoond afkomstig van de laser vibrometer. Op de x-as wordt de tijd weergegeven in seconden en op de y-as de spanning in volt. De blauwe curve stelt het spanningssignaal voor en de rode curve het venster waarbinnen de projecties gemaakt worden (laatste omwenteling). Deze opnameronde wordt gekarakteriseerd door de tijd waarbinnen de rode curve gelijk is aan 0V. Figuur 8.3 toont het spanningssignaal voor een rotatieperiode van 2s wanneer het platform niet belast is.



Figuur 8.3: Spanningssignaal voor een rotatieperiode van 2s wanneer het platform niet belast is (blauwe curve). De rode curve stelt het tijdsvenster voor waarbinnen de projecties zullen worden opgenomen.

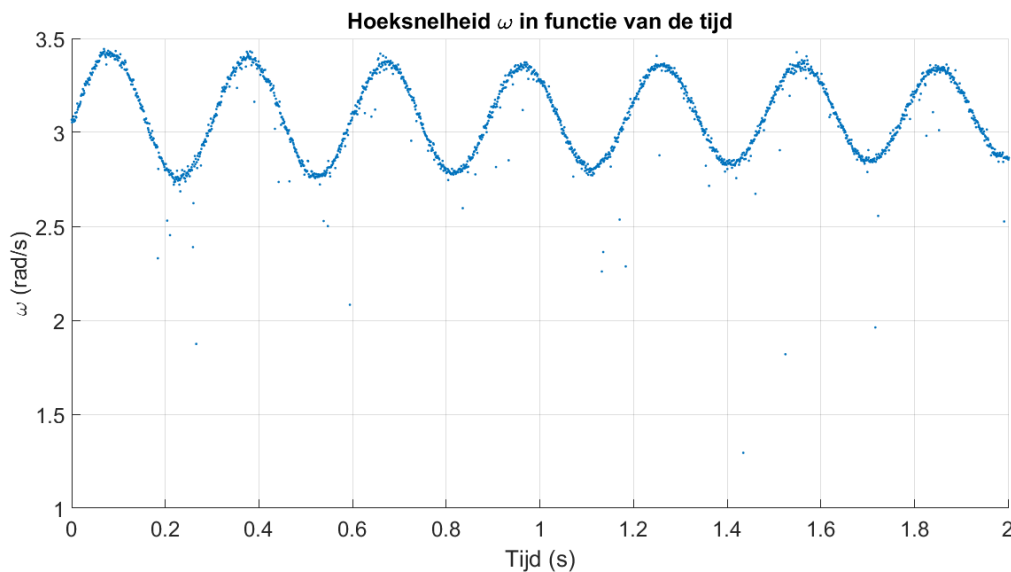
Op figuur 8.3 is zeer duidelijk te zien dat er een oscillatie aanwezig is in het spanningssignaal, wat zich ook zal vertalen in een oscillatie in snelheid. Opvallend is dat deze oscillatie doorheen de tijd wel een constante frequentie heeft, maar afneemt in amplitude, wat erop wijst dat de stabiliteit van de rotatiesnelheid toeneemt in de tijd. Na het aangeduide tijdsvenster evolueert de spanning naar nul, aangezien hier de aandrijving van het platform wordt uitgeschakeld en dus het platform uitbolt. De pieken in de blauwe curve zijn ruis. In wat volgt zal de hoeksnelheid berekend worden binnen het tijdsvenster waarin de projecties worden opgenomen, aangezien dit het relevante tijdsvenster is.

Om de nauwkeurigheid op de hoeksnelheid te bepalen kan gebruik worden gemaakt van de formule voor foutenpropagatie:

$$\begin{aligned}\sigma_{\omega} &= \sqrt{\left(\frac{\partial\omega}{\partial r}\right)^2 \cdot \sigma_r^2 + \left(\frac{\partial\omega}{\partial\theta}\right)^2 \cdot \sigma_{\theta}^2 + \left(\frac{\partial\omega}{\partial v_m}\right)^2 \cdot \sigma_{v_m}^2} \\ &= \sqrt{\left(\frac{v_m}{r^2 \cos(\theta)}\right)^2 \cdot \sigma_r^2 + \left(-\frac{v_m \sin(\theta)}{r \cos^2(\theta)}\right)^2 \cdot \sigma_{\theta}^2 + \left(-\frac{1}{r \cos(\theta)}\right)^2 \cdot \sigma_{v_m}^2}.\end{aligned}\quad (8.3)$$

De afstand tot de rotatieas r werd gemeten op 1mm nauwkeurig, dus $\sigma_r = 1\text{mm}$. Verder werd de hoek θ gemeten op 1° nauwkeurig, dus $\sigma_{\theta} = 1^\circ$. Vaak wordt de hoeksnelheid echter uitgedrukt in radialen per seconde, en zal uitdrukking (8.2) een resultaat in radialen per seconde geven. Daarom wordt de nauwkeurigheid op de hoek θ gedefinieerd in radialen: $\sigma_{\theta} = \frac{\pi}{180}\text{rad}$. Wanneer dit niet wordt gedaan, wordt met uitdrukking (8.2) een resultaat gevonden in rad/s en met (8.3) een nauwkeurigheid gevonden in $^\circ/\text{s}$, wat natuurlijk foutief is. De nauwkeurigheid op de gemeten snelheid met de gebruikte instellingen, namelijk *Velocity Decoder 06 (VD-06)*, bedraagt $0,01\mu\text{m/s}$ [28]. Dit betekent dat $\sigma_{v_m} = 0,01 \cdot 10^{-3}\text{mm/s}$. Met deze nauwkeurigheden worden nauwkeurigheden gevonden op de hoeksnelheid ω die liggen tussen $0,037\text{rad/s}$ en $0,098\text{rad/s}$ met een gemiddelde van $0,088\text{rad/s}$. Aangezien dit gaat over 2002 waarden, worden deze niet opgelijst.

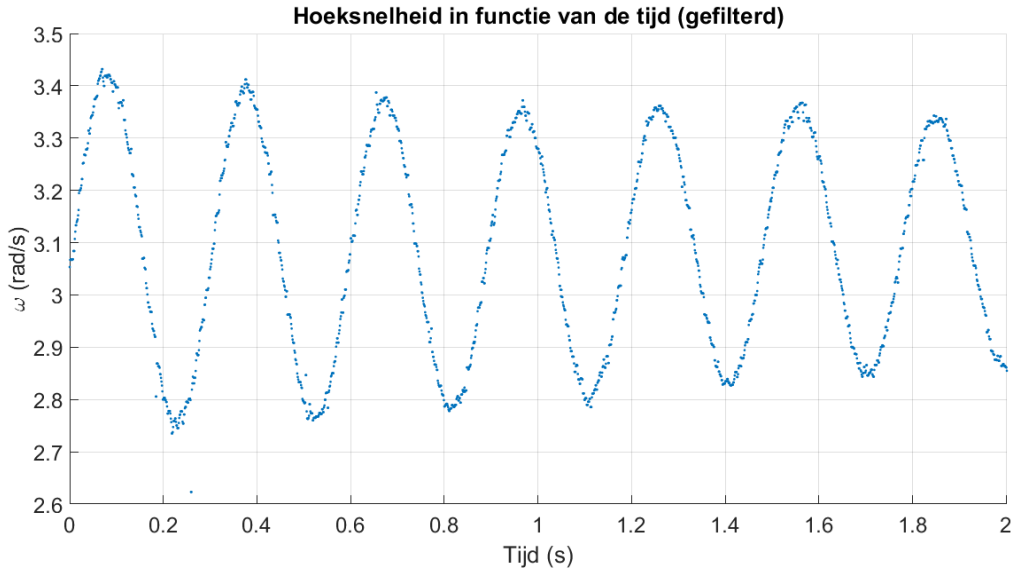
De hoeksnelheid gedurende de opnameronde wordt getoond in figuur 8.4. Dit is nog altijd het geval waarbij de rotatieperiode werd ingesteld op 2s en waarbij het platform niet belast werd. De foutenbalken die de nauwkeurigheden aanduiden worden bewust niet getoond op de figuur om de duidelijkheid en de zichtbaarheid van de datapunten te garanderen.



Figuur 8.4: Het verloop van de hoeksnelheid ω in functie van de tijd gedurende de opnameronde.

Op figuur 8.4 wordt het duidelijk dat de hoeksnelheid oscilleert rond een waarde die net wat groter lijkt te zijn dan 3rad/s . Dit is een goed teken. Aangezien de rotatieperiode werd ingesteld op 2s,

wordt namelijk een hoeksnelheid van π rad/s verwacht. In het snelheidssignaal zijn er ook veel ruizige punten aanwezig. Deze kunnen bijvoorbeeld gecorrigeerd worden door het toepassen van een mediaanfilter van orde drie. Hierbij wordt er over de data gelopen en voor elk datapunt wordt een set gemaakt van drie punten, welke het desbewuste datapunt bevat samen met zijn voorganger en zijn opvolger. Het datapunt wordt vervolgens vervangen door de mediaan van deze drie punten¹. De orde van de filter duidt de grootte van de sets aan. De gefilterde data wordt getoond in figuur 8.5.



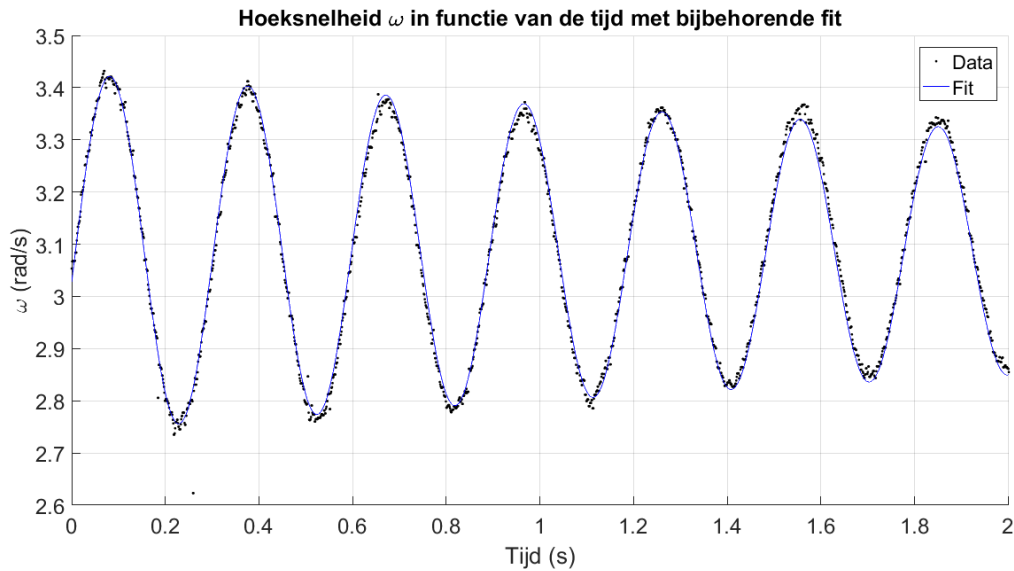
Figuur 8.5: Het verloop van de hoeksnelheid ω in functie van de tijd gedurende de opnameronde gefilterd met een mediaanfilter van orde drie.

Op figuur 8.5 is de oscillatie zeer duidelijk zichtbaar. Deze lijkt een constante frequentie te hebben met een afnemende amplitude. Met behulp van de *curve fitting tool* van Matlab kan hier een functie aan gefit worden. Een goede gok lijkt een sinusfunctie met afnemende amplitude. Deze afnemende amplitude kan beschreven worden met een afnemende exponentiële factor. Er wordt daarom een fit voorgesteld van de vorm:

$$\omega_{\text{fit}}(t) = a \cdot e^{dt} \cdot \sin(\Omega t + b) + c, \quad (8.4)$$

waarin a , b , c , d en Ω de te bepalen parameters zijn. De parameter Ω zal de pulsatie van de oscillatie leveren, terwijl c de gemiddelde, verwachte hoeksnelheid levert. De parameters a en d karakteriseren de afnemende amplitude van de oscillatie. Tenslotte bepaalt b de fase van de oscillatie, welke in dit geval minder van belang is. De functie wordt gefit met een niet-lineaire kleinste kwadraten methode. Het resultaat van de fit wordt getoond in figuur 8.6.

¹Datapunten die op de rand van de dataset liggen kunnen op deze manier niet gecorrigeerd worden. Ook kunnen er problemen optreden wanneer er twee naburige datapunten ruis vertonen.



Figuur 8.6: Het verloop van de hoeksnelheid ω in functie van de tijd gedurende de opnameronde met een bijbehorende fit van de vorm $\omega_{\text{fit}}(t) = a \cdot e^{dt} \cdot \sin(\Omega t + b) + c$.

Zoals geïllustreerd wordt in figuur 8.6, is de voorgestelde fit zeer succesvol. Deze heeft een R^2 -waarde van 0,993 wat inderdaad zeer goed is. De oscillaties in de hoeksnelheid kunnen dus beschreven worden met behulp van uitdrukking (8.4). De fitparameters kunnen worden teruggevonden in tabel 8.1 met de bijbehorende nauwkeurigheidintervallen gegeven door Matlab.

a (rad/s)	b (Hz)	c (rad)	d (rad/s)	Ω (rad/s)
$0,3425 \pm 0,0024$	$-0,1647 \pm 0,0067$	$3,084 \pm 0,001$	$-0,1894 \pm 0,0065$	$21,31 \pm 0,01$

Tabel 8.1: Fitparameters voor de hoeksnelheid voor een rotatieperiode van 2s wanneer het platform onbelast is. De fitfunctie heeft de vorm $\omega_{\text{fit}}(t) = a \cdot e^{dt} \cdot \sin(\Omega t + b) + c$.

De nauwkeurigheden op a , c en d zijn niet noodzakelijk zeer waardevol. Nergens in deze fit wordt rekening gehouden met de nauwkeurigheden van de oorspronkelijke datapunten. Voor de gemiddelde hoeksnelheid wordt $3,084 \pm 0,001$ rad/s gevonden. Dit is kleiner dan π rad/s en ook ligt π rad/s niet binnen het nauwkeurigheidinterval gegeven door Matlab. Echter, wanneer eenzelfde analyse wordt gedaan waarbij voor elk datapunt de gemiddelde nauwkeurigheid wordt opgeteld (zijnde $0,088$ rad/s zoals eerder vermeld), dan wordt voor c een waarde gevonden van $3,172 \pm 0,001$ rad/s gevonden. Dit is dan weer groter dan π rad/s zodat kan besloten worden dat de correcte hoeksnelheid van π rad/s binnen de nauwkeurigheid ligt.

Voor de pulsatie van de oscillatie in hoeksnelheid wordt een waarde gevonden van $21,31 \pm 0,01$ rad/s. Deze kan worden omgerekend naar een frequentie door deze te delen door 2π , waarbij de nauwkeurigheid op de frequentie dan bepaald kan worden met de formule voor foutenpropagatie. Dit levert dan een frequentie $\nu = 3,394 \pm 0,040$ Hz. Opnieuw zijn de nauwkeurigheden gegeven door Matlab niet noodzakelijk zeer waardevol. In werkelijkheid zullen de nauwkeurigheidintervallen wat breder genomen moeten worden, maar toch geven de fitparameters waardevolle informatie. De gevonden frequentie ν is zeer duidelijk aanwezig in het signaal, zoals zichtbaar is op figuur 8.5.

Het fitten van een functie heeft een extra voordeel. Aangezien nu de hoeksnelheid goed benaderd kan worden als een continue functie, kan ook de afgelegde hoek bepaald worden door de primitieve van de fit te bepalen. Dit is waardevolle informatie, aangezien het in tomografie zeer belangrijk is om te weten onder welke hoeken de projecties worden opgenomen. De volgende stap bestaat er nu

in om de primitieve te bepalen van uitdrukking (8.4).

$$\int \omega_{fit}(t) dt = \int [a \cdot e^{dt} \cdot \sin(\Omega t + b) + c] dt,$$

waarbij de constante c direct geïntegreerd kan worden tot $c \cdot t$. Vervolgens levert een eerste partiële integratie:

$$\int a \cdot e^{dt} \cdot \sin(\Omega t + b) dt = \frac{a}{d} \cdot e^{dt} \sin(\Omega t + b) - \frac{\Omega}{d} \int a \cdot e^{dt} \cos(\Omega t + b) dt.$$

Partiële integratie van de resterende integraal levert:

$$\int a \cdot e^{dt} \cdot \sin(\Omega t + b) dt = \frac{a}{d} \cdot e^{dt} \cdot \sin(\Omega t + b) - \frac{a\Omega}{d^2} \cdot e^{dt} \cdot \cos(\Omega t + b) - \frac{\Omega^2}{d^2} \int a \cdot e^{dt} \sin(\Omega t + b) dt.$$

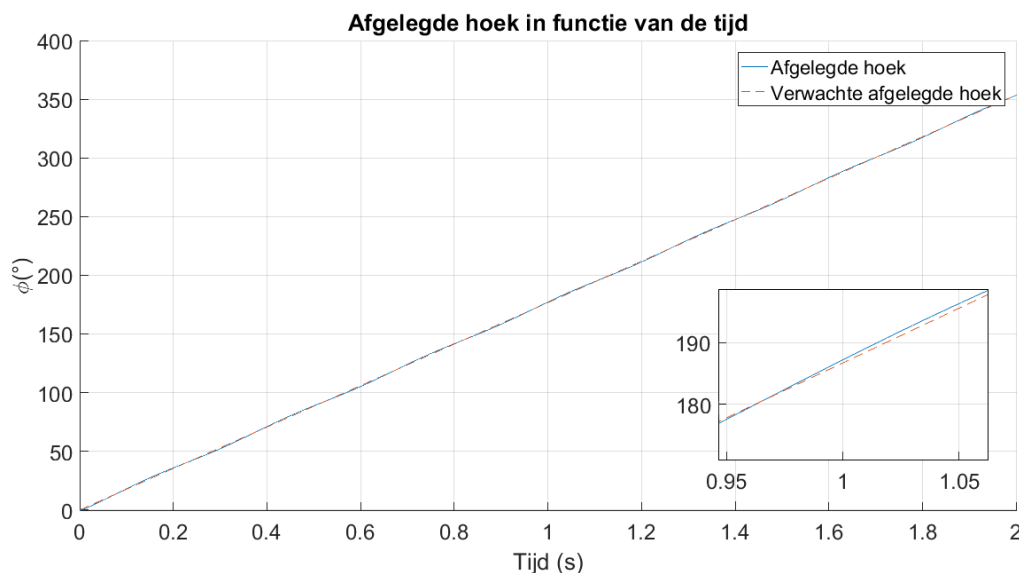
In de laatste uitdrukking staat zowel in het linker- als het rechterlid de originele integraal, zodat geschreven kan worden:

$$\int a \cdot e^{dt} \cdot \sin(\Omega t + b) dt = \frac{a \cdot e^{dt}}{\Omega^2 + d^2} \left[d \cdot \sin(\Omega t + b) - \Omega \cdot \cos(\Omega t + b) \right].$$

Wanneer de afgelegde hoek in de tijd wordt gedefinieerd als $\phi(t)$, dan wordt gevonden:

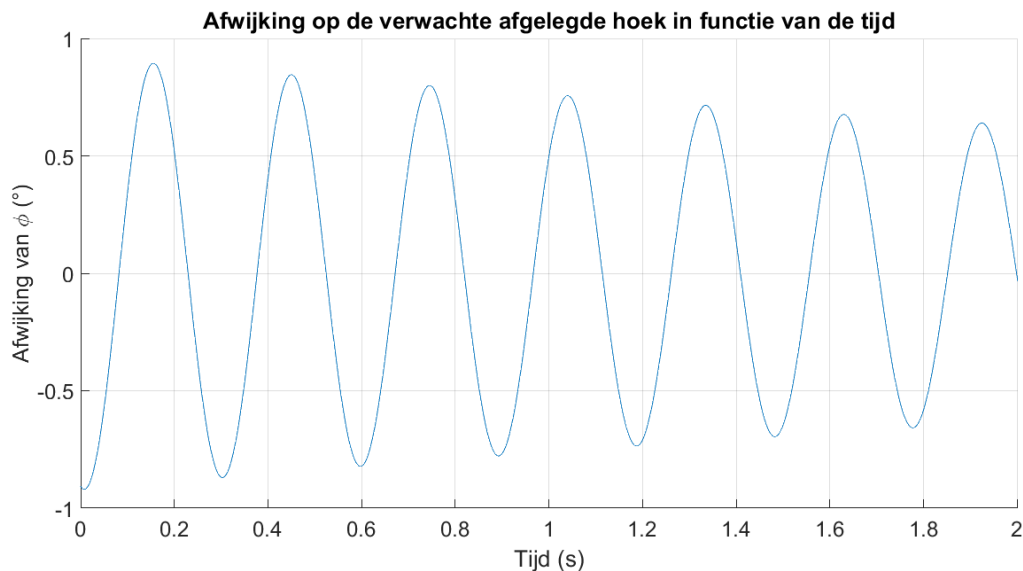
$$\phi(t) = \frac{a \cdot e^{dt}}{\Omega^2 + d^2} \left[d \cdot \sin(\Omega t + b) - \Omega \cdot \cos(\Omega t + b) \right] + c \cdot t. \quad (8.5)$$

De laatste term van uitdrukking (8.5) beschrijft hoe de afgelegde hoek zich zou gedragen in het ideale geval wanneer de hoeksnelheid constant is. Dit is uiteraard een lineaire toename. De eerste term uit dezelfde uitdrukking beschrijft de oscillatie bovenop dit ideale gedrag. In figuur 8.7 wordt het gedrag van ϕ getoond in functie van de tijd, samen met de ideale, verwachte hoek.



Figuur 8.7: De afgelegde hoek ϕ in functie van de tijd (blauwe, volle curve). De rode gestreepte curve toont de ideale rechte waarvan ϕ afwijkt. De inzet toont een vergroot gebied tussen $t = 0,95s$ en $t = 1,05s$ om duidelijk te maken dat er wel degelijk afwijkingen zijn.

Op figuur 8.7 wordt duidelijk dat er wel degelijk afwijkingen zijn van de ideale lineaire toename (zie inzet). Echter, deze afwijkingen lijken zeer klein te zijn. Om na te gaan hoe klein deze afwijkingen juist zijn, wordt in figuur 8.8 enkel het fluctuerende deel van uitdrukking (8.5) getoond.



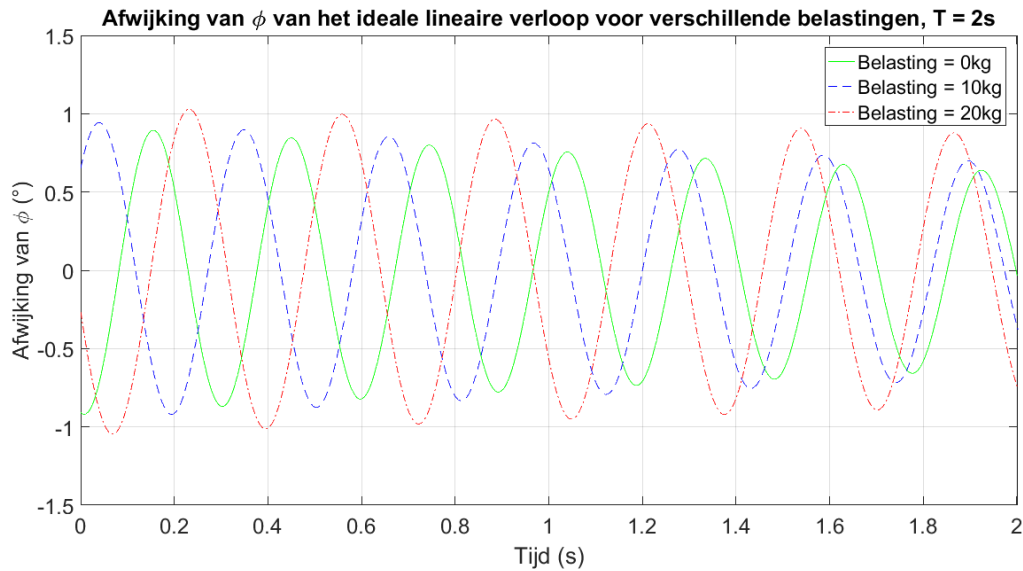
Figuur 8.8: De afwijking van de afgelegde hoek ϕ ten opzichte van het ideale lineaire verloop voor een rotatieperiode van 2s waarbij het platform niet belast wordt.

Op figuur 8.8 wordt het duidelijk dat de afwijkingen op het ideale lineaire verloop inderdaad vrij klein zijn. De afwijkingen zijn voor ieder punt in de tijd kleiner dan 1° . Verder onderzoek zal moeten uitwijzen of deze afwijkingen belangrijke artefacten introduceren in de tomografische reconstructies.

Voor de andere datasets (andere rotatieperiodes en eventuele belasting van het platform) wordt hetzelfde stramien uitgevoerd. Samengevat zijn dit de stappen die in de verwerking worden uitgevoerd:

1. Het spanningssignaal binnen het opnamevenster wordt geselecteerd.
2. Van het geselecteerde spanningssignaal wordt de hoeksnelheid $\omega(t)$ berekend, gebruikmakend van uitdrukking (8.2).
3. De hoeksnelheid wordt gefilterd met een mediaanfilter van orde 3 om ruis te verminderen.
4. Aan de hoeksnelheid wordt een functie gefit die de oscillaties beschrijft, zijnde $\omega_{fit}(t)$.
5. Van de gefitte functie wordt de primitieve berekend om na te gaan hoe de afgelegde hoek $\phi(t)$ afwijkt van het ideale lineaire verloop.

Het platform werd vervolgens eerst belast met 10kg en daarna met 20kg om het experiment te herhalen. In figuur 8.9 wordt de afwijking van de afgelegde hoek ϕ getoond voor een rotatieperiode van 2s wanneer het platform met een verschillende massa belast wordt.



Figuur 8.9: De afwijkingen van de afgelegde hoek ϕ in functie van de tijd voor een rotatieperiode van 2s waarbij onderscheid wordt gemaakt tussen de verschillende belastingen.

Op figuur 8.9 kan worden afgelezen dat de frequentie van de oscillatie voor de verschillende belastingen niet identiek is, maar wel zeer gelijkaardig. De gevonden frequenties voor de verschillende belastingen worden getoond in tabel 8.2, samen met de hoeksnelheid waarrond $\omega(t)$ oscilleert. Vervolgens wordt ook de absolute waarde van de amplitude van de oscillatie in het begin van het tijdsinterval ($t = 0$) getoond. Tenslotte wordt de R^2 -waarde van de fit getoond voor de volledigheid.

Belasting (kg)	ν (Hz)	ω_{gem} (rad/s)	$ a $ (rad/s)	R^2
0	3,3916	3,084	0,3425	0,993
10	3,2324	3,083	0,3364	0,9913
20	3,0605	3,091	0,3532	0,9948

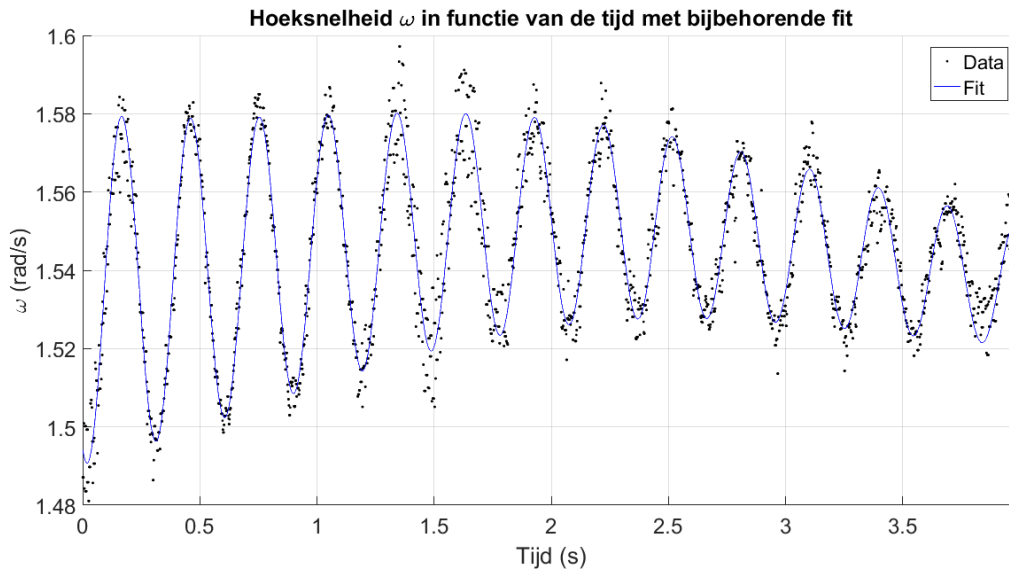
Tabel 8.2: De frequentie ν van de hoeksnelheid $\omega(t)$ die oscilleert rond de waarde ω_{gem} voor elke onderzochte belasting. De absolute waarde van de amplitude van de oscillatie in het begin van het tijdsinterval wordt gegeven door a . Voor iedere belasting wordt de R^2 -waarde van de fit getoond. De rotatieperiode van het platform is 2s.

Het experiment werd herhaald voor een rotatieperiode van 4s, wat impliceert dat het platform trager roteert. In figuur 8.10 wordt de hoeksnelheid getoond in functie van de tijd wanneer het platform niet belast is. In deze data lijkt naast de reeds geobserveerde oscillatie nog een tweede oscillatie hierbovenop aanwezig te zijn. Er wordt daarom geopteerd voor een fit die hiermee rekening houdt door een extra sinus in te voeren met een constante amplitude:

$$\omega_{fit}(t) = a_1 \cdot e^{dt} \cdot \sin(\Omega_1 t + b_1) + a_2 \cdot \sin(\Omega_2 t + b_2) + c. \quad (8.6)$$

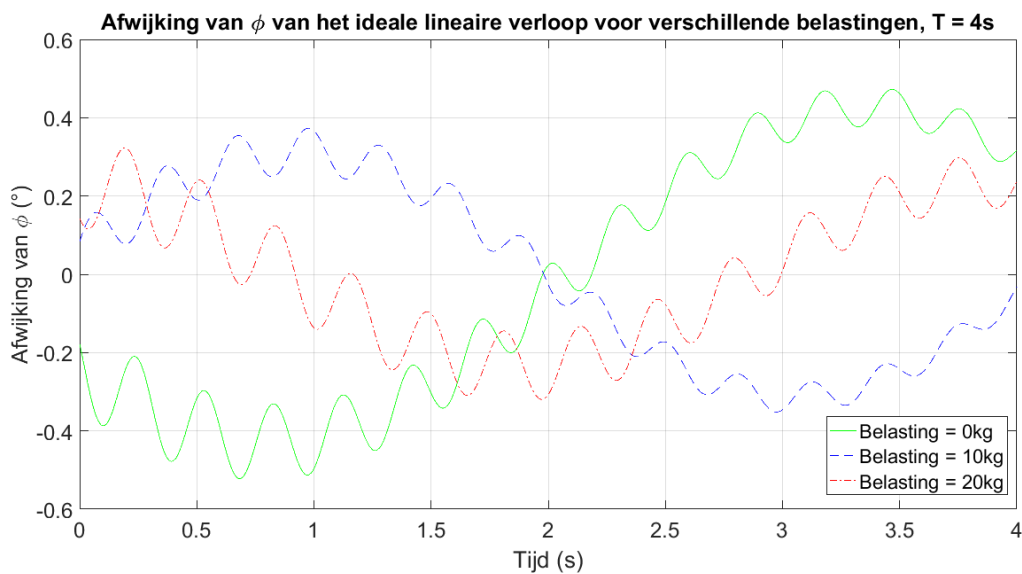
Dit introduceert drie nieuwe fitparameters. Uitdrukking (8.6) heeft als primitieve:

$$\phi(t) = \frac{a_1 \cdot e^{dt}}{\Omega_1^2 + d^2} \left[d \cdot \sin(\Omega_1 t + b_1) - \Omega_1 \cdot \cos(\Omega_1 t + b_1) \right] - \frac{a_2}{\Omega_2} \cdot \cos(\Omega_2 t + b_2) + c \cdot t. \quad (8.7)$$



Figuur 8.10: De hoeksnelheid ω in functie van de tijd met bijbehorende fit voor een rotatieperiode van 4s wanneer het platform niet belast wordt.

Ook wanneer het platform belast wordt, is deze extra oscillatie aanwezig. Daarom wordt voor een rotatieperiode van 4s geopteerd voor een fit van de vorm (8.6). Op figuur 8.11 worden de afwijkingen van de afgelegde hoek ϕ getoond voor de verschillende belastingen.



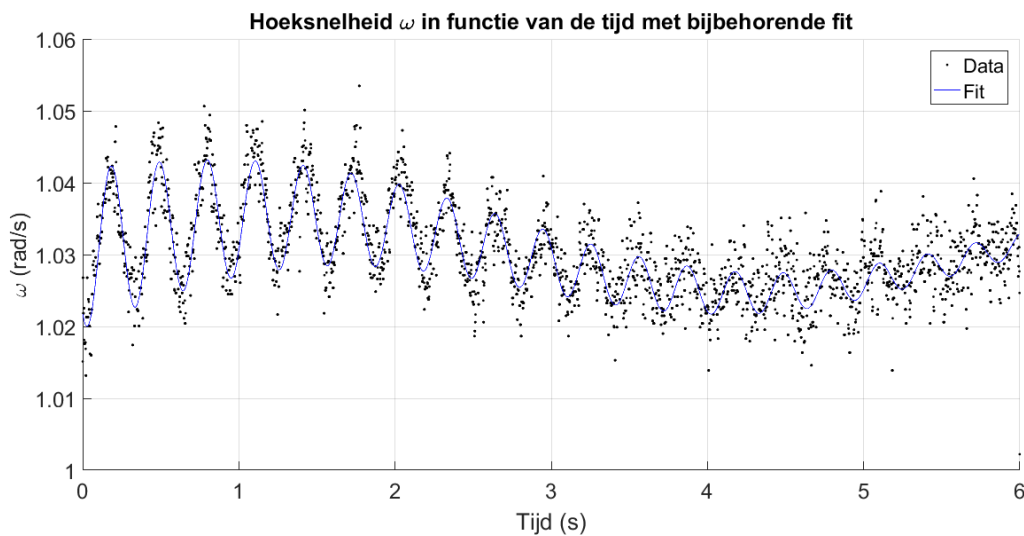
Figuur 8.11: De afwijkingen van de afgelegde hoek ϕ van het ideale lineaire verloop in functie van de tijd voor de verschillende belastingen wanneer de rotatieperiode 4s bedraagt.

Op figuur 8.11 is het moeilijker om af te lezen hoe de oscillatiefrequenties zich gedragen voor de verschillende belastingen. Daarom worden deze opgelijst in tabel 8.3. In dezelfde tabel wordt ook voor iedere belasting de gemiddelde rotatiesnelheid getoond en de R^2 -waarde van de gebruikte fit.

Belasting (kg)	ν_1 (Hz)	ν_2 (Hz)	ω_{gem} (rad/s)	$ a_1 $ (rad/s)	$ a_2 $ (rad/s)	R^2
0	3,4043	0,1962	1,543	0,0448	0,0092	0,8913
10	3,2611	0,2362	1,545	0,0259	0,0082	0,6992
20	3,0940	0,2521	1,548	0,0391	0,0065	0,8535

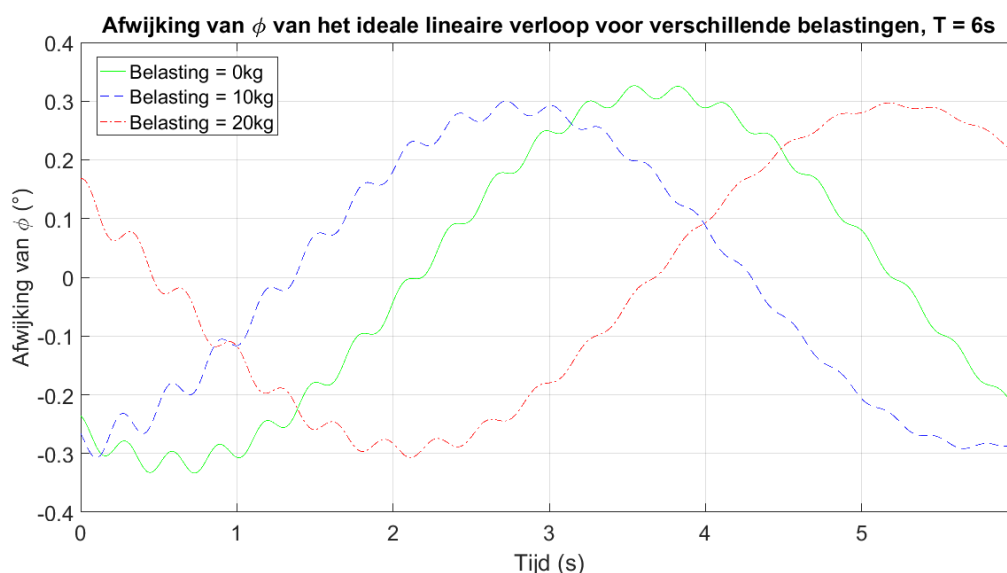
Tabel 8.3: De frequenties ν_1 en ν_2 van de hoeksnelheid $\omega(t)$ die oscilleert rond de waarde ω_{gem} voor elke onderzochte belasting. De waarde $|a_1|$ geeft de amplitude van de eerste oscillatie in het begin van het tijdsinterval. De amplitude van de tweede oscillatie $|a_2|$ is constant in de tijd. Voor iedere belasting wordt de R^2 -waarde van de fit getoond. De rotatieperiode van het platform is 4s.

Ook voor een rotatieperiode van 6s lijkt er een extra frequentie aanwezig te zijn en wordt er geopteerd voor een fit van de vorm (8.6). Op figuur 8.12 wordt de hoeksnelheid getoond in functie van de tijd voor een rotatieperiode van 6s wanneer het platform belast wordt met 10kg. De bijbehorende fit wordt ook weergegeven.



Figuur 8.12: De hoeksnelheid ω in functie van de tijd met bijbehorende fit voor een rotatieperiode van 6s wanneer het platform belast wordt met een massa van 10kg.

Er komt nu echter een kleine moeilijkheid tevoorschijn. In het begin van het tijdsinterval is de welbekende oscillatie duidelijk aanwezig. Naarmate de tijd vordert lijkt deze oscillatie over te gaan in een random gedrag en de data lijkt meer op een puntenwolk. De extra frequentie (Ω_2) blijft wel sterk aanwezig. Het verdwijnen van de oscillatie met frequentie Ω_1 zorgt ervoor dat de fit naar het einde van het tijdsinterval toe zal moeten inboeten in nauwkeurigheid. In figuur 8.13 worden de afwijkingen van de hoek ϕ getoond in functie van de tijd voor de verschillende belastingen wanneer de rotatieperiode 6s bedraagt.



Figuur 8.13: De afwijkingen van de afgelegde hoek ϕ van het ideale lineaire verloop in functie van de tijd voor de verschillende belastingen wanneer de rotatieperiode 6s bedraagt.

De gevonden frequenties, gemiddelde hoeksnelheden en R^2 -waarden van de fits worden getoond in tabel 8.4.

Belasting (kg)	ν_1 (Hz)	ν_2 (Hz)	ω_{gem} (rad/s)	$ a_1 $ (rad/s)	$ a_2 $ (rad/s)	R^2
0	3,3884	0,1627	1,032	0,0081	0,0056	0,6057
10	3,2547	0,1695	1,030	0,011	0,0054	0,6209
20	3,1147	0,1588	1,033	0,01	0,0051	0,527

Tabel 8.4: De frequenties ν_1 en ν_2 van de hoeksnelheid $\omega(t)$ die oscilleert rond de waarde ω_{gem} voor elke onderzochte belasting. De waarde $|a_1|$ geeft de amplitude van de eerste oscillatie in het begin van het tijdsinterval. De amplitude van de tweede oscillatie $|a_2|$ is constant in de tijd. Voor iedere belasting wordt de R^2 -waarde van de fit getoond. De rotatieperiode van het platform is 6s.

8.2.3 Discussie

Voor een rotatieperiode van 2s kan uit figuur 8.9 en tabel 8.2 worden afgeleid dat voor een grotere belasting de oscillatiefrequentie verkleint, maar dat de amplitude van de oscillatie lijkt toe te nemen. Deze toename in amplitude kan te wijten zijn aan het grotere traagheidsmoment die een grotere belasting teweegbrengt. Uit figuur 8.6 blijkt dat typisch de amplitude van de oscillatie ongeveer 0,4 rad/s bedraagt, wat resulteert in afwijkingen in ϕ die maximum rond 1° liggen. Enkel voor een belasting van 20kg wordt deze waarde overschreden en is het effect van de oscillaties in hoeksnelheid het grootste. Voor iedere belasting wordt wel een zeer gelijkaardige gemiddelde hoeksnelheid gevonden die zeer dicht ligt bij π rad/s, wat ook zo hoort te zijn.

Uit figuur 8.11 en tabel 8.3 voor een rotatieperiode van 4s blijkt dat de eerste oscillatiefrequentie ν_1 ook afneemt voor een grotere belasting, maar ν_2 lijkt echter toe te nemen. De grootste afwijkingen voor ϕ worden gevonden wanneer het platform onbelast is en de amplitude lijkt af te nemen naarmate de belasting toeneemt. Alle afwijkingen van ϕ blijven onder $0,6^\circ$. Verder wordt voor elke belasting een gemiddelde hoeksnelheid gevonden die zeer dicht ligt bij $\frac{\pi}{2}$ rad/s.

Voor een rotatieperiode van 6s kan worden afgeleid uit figuur 8.13 en tabel 8.4 dat ν_1 afneemt wanneer de belasting toeneemt, maar dat ν_2 minder gevoelig is aan het toenemen van de belasting. Ook de amplitudes van de oscillaties lijken ongevoelig te zijn voor de toename in belasting. Voor elke belasting wordt een zeer gelijkaardige gemiddelde hoeksnelheid gevonden, die zeer dicht bij $\frac{\pi}{3}$ rad/s ligt. Zoals eerder vermeld hebben de fits een minder goede R^2 -waarde, wat vooral te wijten is aan

het meer random gedrag van de data op het einde van het tijdsinterval. Dit doet niet noodzakelijk afbreuk aan de informatie die hieruit kan worden gedistilleerd.

Wanneer tabellen 8.2, 8.3 en 8.4 vergeleken worden dan kan iets opgemerkt worden. De frequentie ν voor een rotatieperiode van 2s en de frequentie ν_1 voor een rotatieperiode van 4s en 6s gedragen zich zeer gelijkaardig wanneer het platform belast wordt en verder zijn ook de waarden bijna identiek. Dit laat vermoeden dat de gevonden frequenties overeenkomen met de eigenfrequenties van het systeem en dat deze minder gevoelig zijn aan de rotatiesnelheid dan aan de belasting. Verder kan er opgemerkt worden dat de amplitude van de oscillaties in hoeksnelheid afneemt wanneer er trager geroteerd wordt. Wanneer er wordt vergeleken tussen een rotatieperiode van 2s of 4s bedraagt dit verschil bijna een grootteorde. De oscillaties in ϕ lijken in amplitude ook af te nemen wanneer de rotatiesnelheid afneemt. Voor een rotatieperiode van 4s en 6s lijken deze oscillaties vooral gedomineerd te worden door ν_2 .

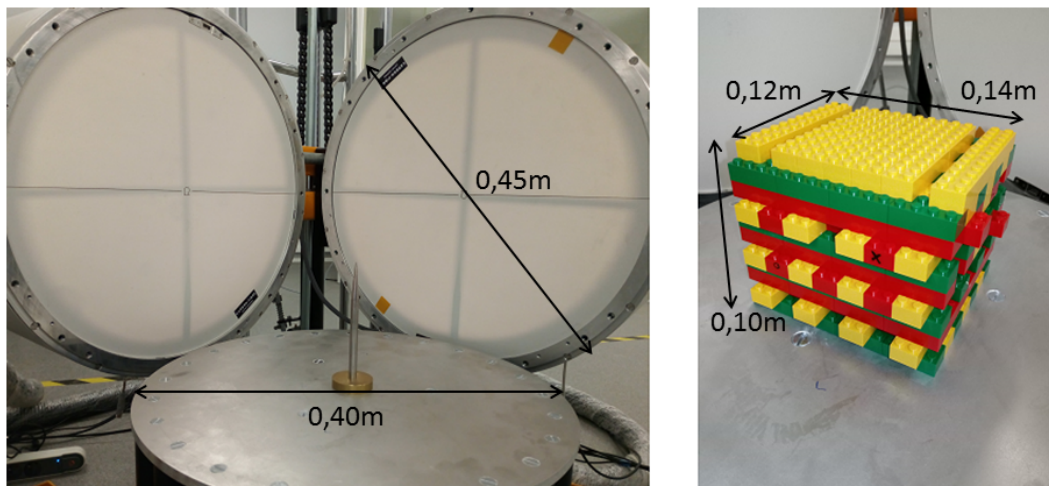
8.3 Stabiliteit van de rotatiesnelheid: *marker tracking*

In de voorgaande sectie werd de snelheid van het rotatieplatform opgemeten met behulp van laser doppler vibrometrie. Aan deze snelheidscurves werd een functie gefit, waarvan de primitieve een theoretische afschatting vormde voor de afgelegde hoek in functie van de tijd. In deze sectie zal een kalibratieobject gebeeldvormd worden dat sferische markers bevat die opaak zijn voor X-stralen. Door enkele van deze markers te volgen doorheen de projecties, kan de afgelegde hoek direct experimenteel bepaald worden, zonder eerst een theoretisch verband op te moeten stellen.

8.3.1 Experimentele opstelling

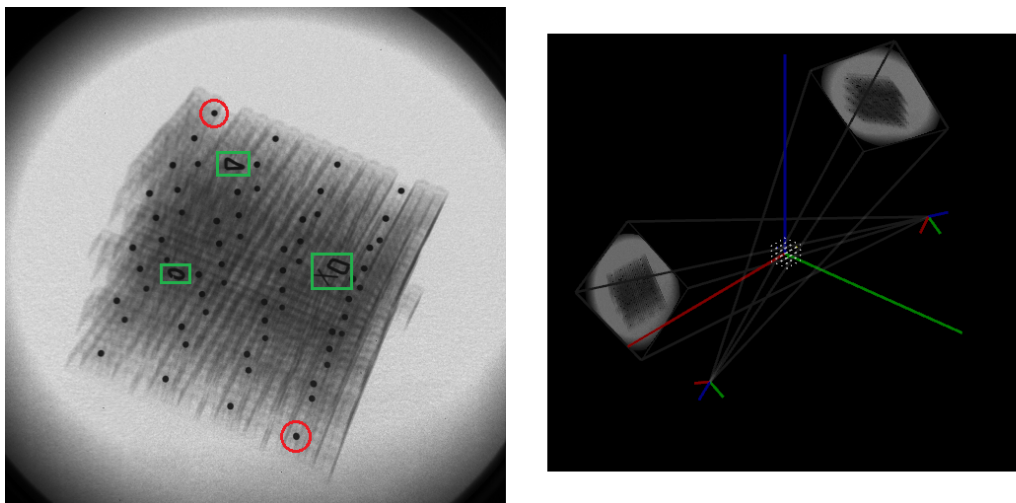
Om de beelden op te nemen worden beide bronnen en detectoren gebruikt. De bron-detector paren worden beide op ongeveer 1m van elkaar geplaatst². Vervolgens wordt het draaiplatform gepositioneerd zodat de rotatieassen van het platform perfect samenvalt met de centrale verticale assen van beide detectoren. Hiervoor wordt gebruikgemaakt van een zeer symmetrische metalen pin die stevig op het platform gemonteerd kan worden. De symmetrieassen en de tip van de pin vallen op deze manier samen met de rotatieassen van het platform. Wanneer er een kruis wordt geprojecteerd op het detectoroppervlak, dan kan ervoor gezorgd worden dat de schaduw van de metalen pin perfect samenvalt met de verticale armen van de geprojecteerde kruisen. Dit wordt geïllustreerd in het linkerpaneel van figuur 8.14.

²Deze afstanden moeten niet exact 1m zijn en mogen zelfs verschillend zijn voor beide bron-detectorparen, maar deze moeten wel gekend zijn.



Figuur 8.14: Op het linkerpaneel wordt getoond hoe met behulp van een metalen pin ervoor gezorgd kan worden dat de rotatieassen van het platform perfect samenvalt met de centrale verticale assen van beide detectoren. Op het rechterpaneel wordt het kalibratieobject getoond.

Op het rechterpaneel van figuur 8.14 wordt het kalibratieobject getoond, dat een balkvormig object is, opgebouwd uit lego. In dit object werden 64 sferische markers geplaatst (zoals op het linkerpaneel van figuur 5.2) op gekende afstanden. Verder werden hier ook vier markeringen in metaal aangebracht, zijnde een cirkel, een vierkant, een driehoek en een kruis, die het assenstelsel definiëren. Door het kalibratieobject te beeldvormen met twee detectoren onder een verschillende oriëntatie, kan de opstelling gekalibreerd worden. Dit houdt in dat de oriëntatie van het kalibratieobject bepaald kan worden, maar ook de afstanden van de markers tot de bronnen en detectoren alsook de oriëntatie van de bron-detector paren onderling. Op figuur 8.14 valt het op dat het oppervlak van het draaiplatform niet samenvalt met de centrale horizontale as van de detectoren. Dit is zeer bewust gedaan, aangezien anders het platform zelf te veel X-stralen zal attenueren. Om het kalibratieobject te beeldvormen, wordt het eerst in een houder geplaatst van polystyreen, zodat het centrum van het object ook overeenkomt met het centrum van de detectoren.



Figuur 8.15: Op het linkerpaneel wordt een typische projectie van het kalibratieobject getoond. De gevolgde markers worden in het rood omcirkeld. De groene omkaderingen duiden de markeringen aan die het assenstelsel definiëren. Op het rechterpaneel wordt getoond hoe na de kalibratie het object gesitueerd kan worden in de ruimte.

Voor iedere rotatieperiode zal de meest stabiele ronde opgenomen worden met een frequentie van 750 beelden per seconde. Er worden voor het tracken twee markers gekozen die gedurende de opnames niet overlappen met andere markers, zodat het voor de software duidelijk is welke marker gevolgd moet worden. Een typische projectie van het kalibratieobject wordt getoond in 8.15. Op deze figuur wordt ook getoond welke markers gevolgd worden en hoe de markeringen gepositio-

neerd zijn die het assenstelsel definiëren. De kalibratie en het tracken van de markers zal gebeuren in software genaamd XROMM: XMAlab. Deze software is *open source* en werd ontwikkeld door Dr. Benjamin Knorlein aan Brown University (Providence, Rhode Island) [29, 30].

8.3.2 Verwerking en resultaten

Kalibratie

Uit de kalibratie kan voor beide bron-detectorparen de focale lengte (FL) bepaald worden, welke de afstand tussen bron en detector is. Verder wordt door de kalibratie ook weergegeven wat de gemiddelde fout is op de verwachte positie van een marker (ξ), welke uitgedrukt wordt in pixels. In tabel 8.5 worden deze samengevat voor de beide bron-detectorparen.

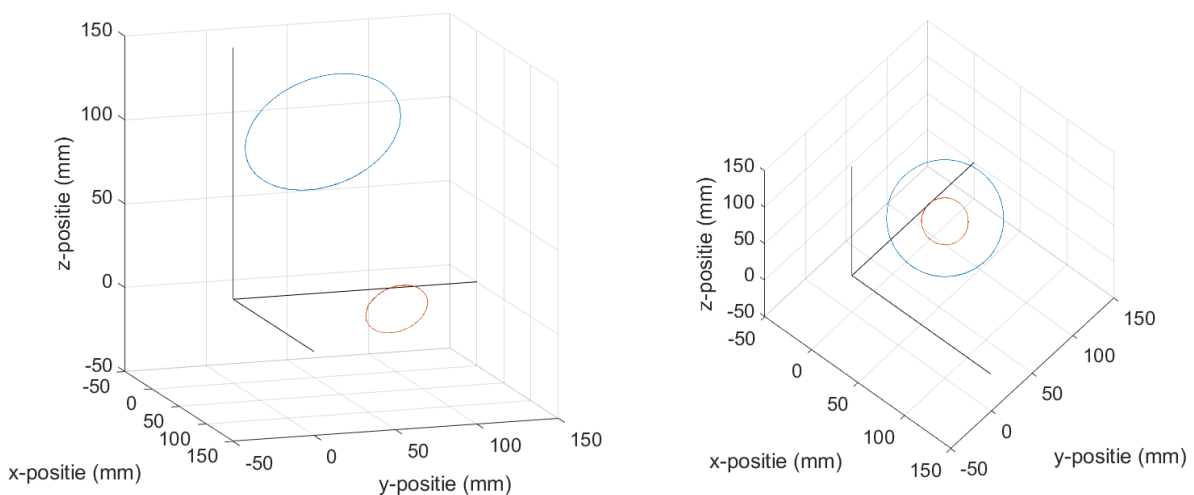
	FL (mm)	σ_{FL} (mm)	ξ (pixels)	σ_{ξ} (pixels)
bron-detectorpaar 1	1021,2	1,9	1,39	0,71
bron-detectorpaar 2	1085,76	0,83	1,16	0,62

Tabel 8.5: De afstand tussen bron en detector (FL) en de gemiddelde fout ξ op de verwachte positie van de markers voor de beide bron-detectorparen.

Volgens de beschikbare documentatie van XMAlab omtrent de kalibratie zou een waarde van ξ kleiner dan 1 tot 2 pixels voldoende moeten zijn om aan verdere verwerking van de data te doen [31]. Aangezien dit gehaald wordt, kan de data verder verwerkt worden en kan er gestart worden met het lokaliseren en tracken van de twee markers. Er wordt wel rekening gehouden met het feit dat de kalibratie beter zou kunnen, maar met de gekozen kalibratiebeelden is dit het beste resultaat dat gehaald kon worden.

Marker tracking

Voor een rotatieperiode van 2s werd de meest stabiele ronde gebeeldvormd met een frequentie van 750 beelden per seconde. De markers aangeduid op figuur 8.15 werden gelokaliseerd en gevolgd doorheen de opgenomen projecties. Op figuur 8.16 worden de banen van de markers getoond in 3D ruimte voor een rotatieperiode van 2s.



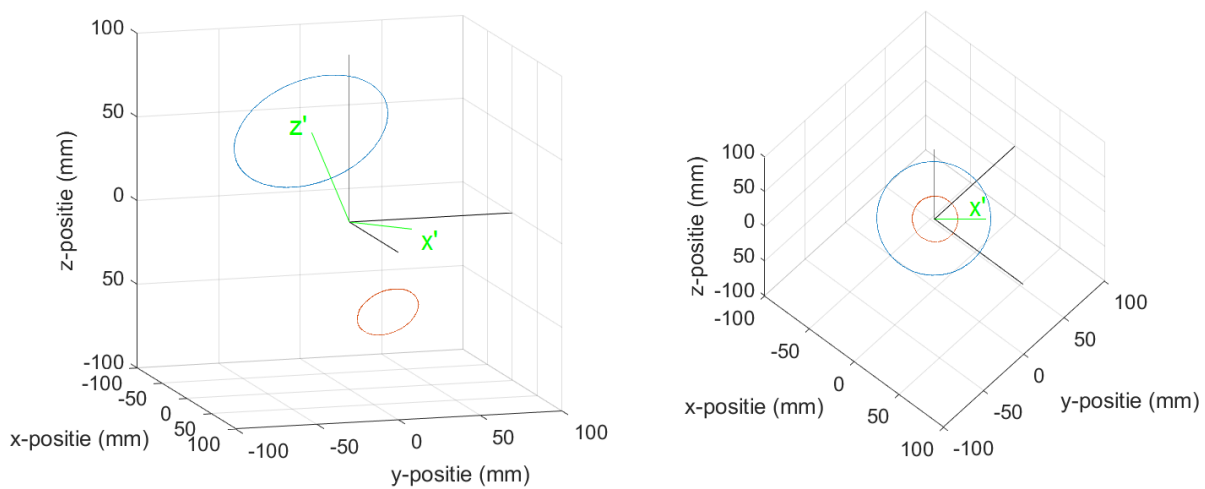
Figuur 8.16: De banen (rood en blauw) van de twee gevolgde markers in de 3D ruimte voor een rotatieperiode van 2s. De banen liggen verschoven en gekanteld ten opzichte van het referentiestelsel van het laboratorium (aangeduid in het zwart). Het linkerpaneel toont een zijaanzicht, het rechterpaneel toont het bovenaanzicht.

Zoals wordt getoond in figuur 8.16, liggen de banen verschoven en gekanteld ten opzichte van het referentiestelsel van het laboratorium. De reden hiervoor is dat het kalibratieobject gekanteld in de polystyreen houder ligt. De coördinaten van de markers (die gevolgd worden in de tijd) worden bepaald door het assenstelsel van het kalibratieobject, dat eveneens geroteerd ligt ten opzichte van

het laboratoriumstelsel. Wel kan opgemerkt worden dat de banen cirkelvormig zijn, wat uiteraard verwacht werd. Om de data te analyseren zou de rotatieas van het platform (en dus ook de centra van de cirkelvormige banen) moeten samenvallen met de z-as van het laboratoriumstelsel.

Om dit te bewerkstelligen, worden er op de datapunten enkele coördinatentransformaties uitgevoerd. Eerst en vooral worden de banen verschoven, zodat de oorsprong van het laboratoriumstelsel in het midden tussen de twee centra van de banen valt. Het resultaat wordt getoond in figuur 8.17.

De volgende stap bestaat erin om de rotatieas (en dus de centra van de cirkelvormige banen) parallel te leggen met de z-as van het labstelsel. Hiertoe wordt eerst de as gedefinieerd die de oorsprong van het labstelsel verbindt met het centrum van de baan van marker 1 (zijnde de blauwe baan). Deze as wordt de z' -as genoemd. Het vectorieel product van de z-as en de z' as ligt in het xy -vlak en wordt de x' as genoemd. Ook deze assen worden getoond op figuur 8.17.



Figuur 8.17: De oorsprong van het laboratoriumstelsel (aangeduid in het zwart) wordt in het midden tussen de twee centra van de cirkelvormige banen (rood en blauw) gelegd. De hulpassen z' en x' worden aangeduid in het groen. Het linkerpaneel toont een zijaanzicht, het rechterpaneel toont het bovenaanzicht.

Uit het scalair product tussen twee vectoren (bijvoorbeeld \vec{a} en \vec{b}) kan de hoek tussen beide vectoren bepaald worden:

$$\begin{aligned}\vec{a} \cdot \vec{b} &= |\vec{a}| \cdot |\vec{b}| \cos(\alpha), \\ \Downarrow \\ \alpha &= \arccos\left(\frac{\vec{a} \cdot \vec{b}}{|\vec{a}| \cdot |\vec{b}|}\right),\end{aligned}$$

waarin α de hoek is tussen beide vectoren. Dit wordt toegepast om de hoek tussen de z - en de z' -as en de hoek tussen de x - en de x' -as te berekenen, welke respectievelijk α_z en α_x worden genoemd. Eens deze gekend zijn, wordt de data eerst rondom de z -as geroteerd over een hoek α_x . Dit zorgt ervoor dat de centra van de cirkelvormige banen in het yz -vlak liggen. Door vervolgens de data te roteren rondom de x -as over een hoek α_z , wordt de gewenste oriëntatie verkregen. Om voor elk puntenkoppel (x_i, y_i, z_i) van de data (voor beide markers) de nieuwe coördinaten (x_i^*, y_i^*, z_i^*) te bepalen, wordt volgende rotatie uitgevoerd:

$$\begin{bmatrix} x_i^* \\ y_i^* \\ z_i^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\alpha_z) & \sin(\alpha_z) \\ 0 & -\sin(\alpha_z) & \cos(\alpha_z) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos(\alpha_x) & \sin(\alpha_x) & 0 \\ -\sin(\alpha_x) & \cos(\alpha_x) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x_i \\ y_i \\ z_i \end{bmatrix} \quad (8.8)$$

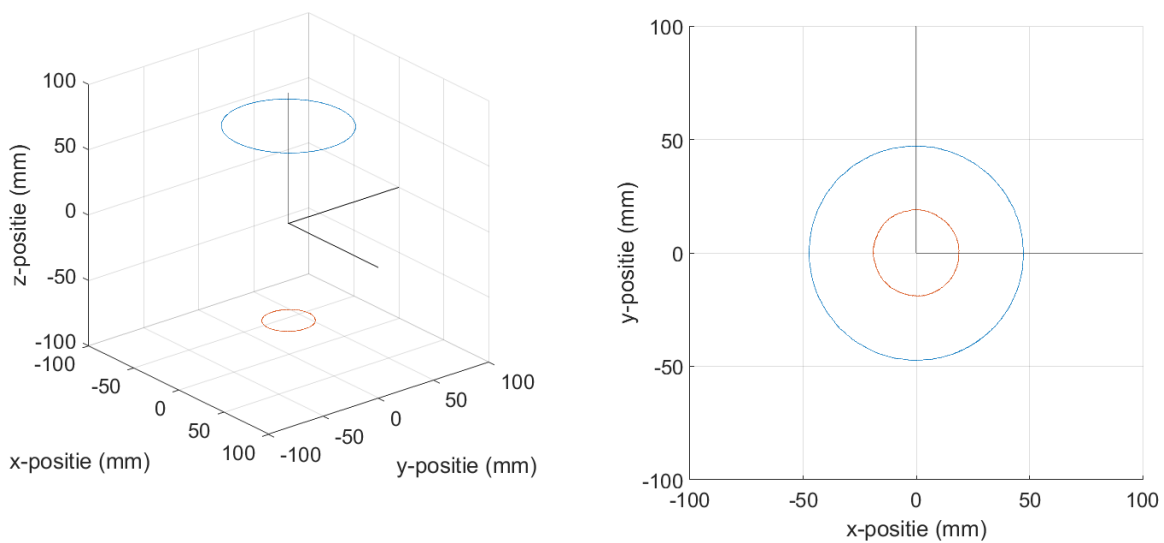
Het resultaat van deze transformatie wordt getoond in figuur 8.18. Het voordeel van deze transformatie is dat voor beide banen de z -coördinaat nu een constante is en dat de coördinaten (x^*, y^*, z^*)

nu beschreven kunnen worden met cilindercoördinaten (voor de eenvoud van notatie worden de superscripten '*' voor de nieuwe coördinaten weggelaten):

$$\begin{cases} x(t) = r(t) \cos(\phi(t)), \\ y(t) = r(t) \sin(\phi(t)), \\ z(t) = z(t). \end{cases}$$

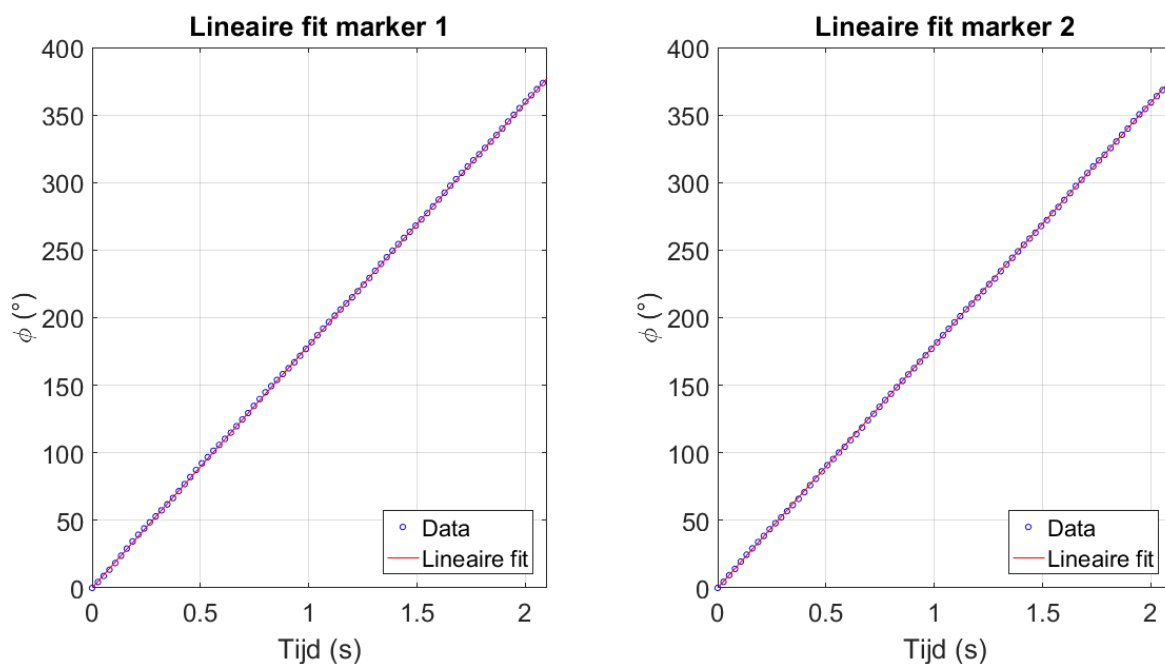
Hieruit kunnen ook rechtstreeks de straal van de baan $r(t)$ en de afgelegde hoek $\phi(t)$ bepaald worden. De straal van de baan zou een constante moeten zijn, maar door onnauwkeurigheden in de marker tracking kan deze toch variëren in de tijd (deze variaties zijn zeer beperkt). Er kan dus geschreven worden:

$$\begin{cases} r(t) = \sqrt{x(t)^2 + y(t)^2}, \\ \phi(t) = \arctan\left(\frac{y(t)}{x(t)}\right). \end{cases} \quad (8.9)$$



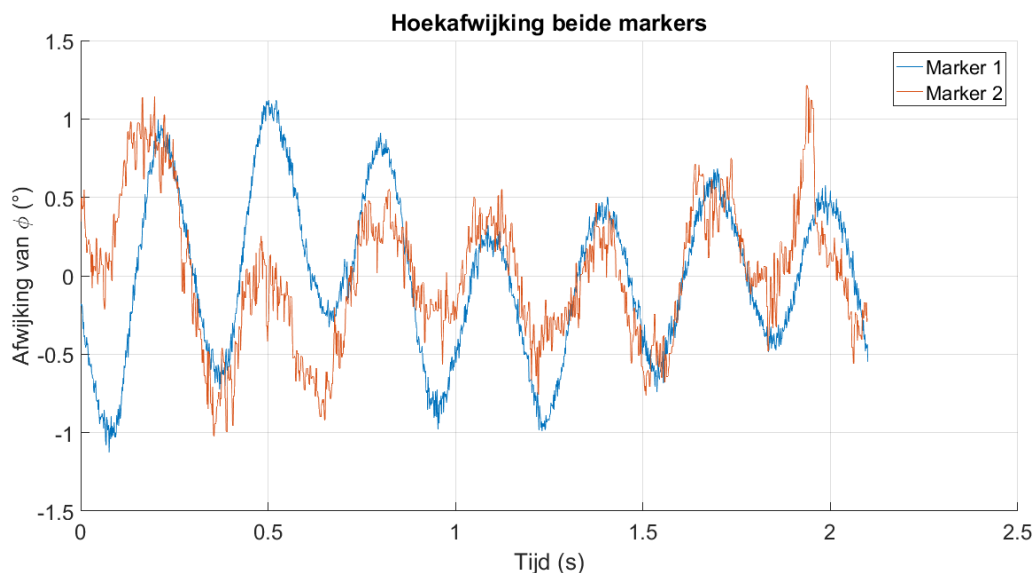
Figuur 8.18: Na de coördinatentransformatie ligt de z-as parallel met de rotatieas. Het linkerpaneel toont een zijaanzicht, het rechterpaneel toont het bovenaanzicht.

Door het uitvoeren van de coördinatentransformatie, blijkt uit uitdrukking (8.9) dat de afgelegde hoek rechtstreeks berekend kan worden, zonder eerst een theoretisch verband voor de snelheid te moeten opstellen zoals het geval was bij laser doppler vibrometrie. In het ideale geval zonder snelheidsoscillaties, neemt de afgelegde hoek lineair toe. Voor beide markers kan de berekende hoek uitgezet worden in functie van de tijd en kan aan deze data een lineaire functie gefit worden. Het resultaat wordt getoond in figuur 8.19. De data van $\phi(t)$ werd verschoven zodat op tijd $t = 0s$ de hoek ook 0° bedraagt.



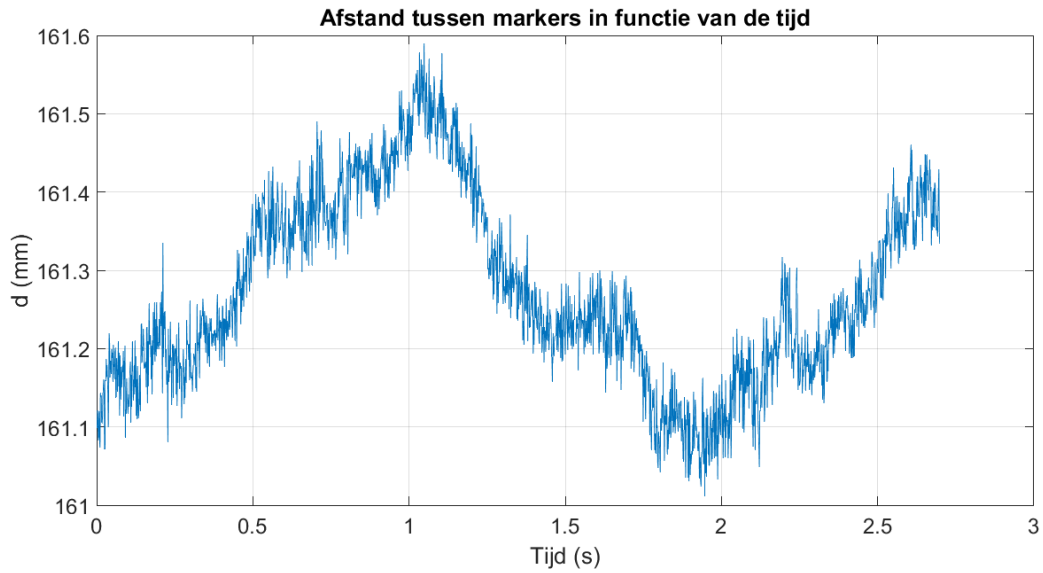
Figuur 8.19: Voor beide markers (links voor marker 1 en rechts voor marker 2) wordt het verloop van $\phi(t)$ getoond in functie van de tijd met bijbehorende lineaire fit. Er werd slechts om de 20 punten een datapunt geplot om de duidelijkheid van de figuur te garanderen.

Om de deviaties op de verwachte afgelegde hoek af te schatten kan het verschil worden genomen van de experimentele data en de lineaire fit. Dit werd uitgevoerd voor beide markers en het resultaat wordt getoond in figuur 8.20.



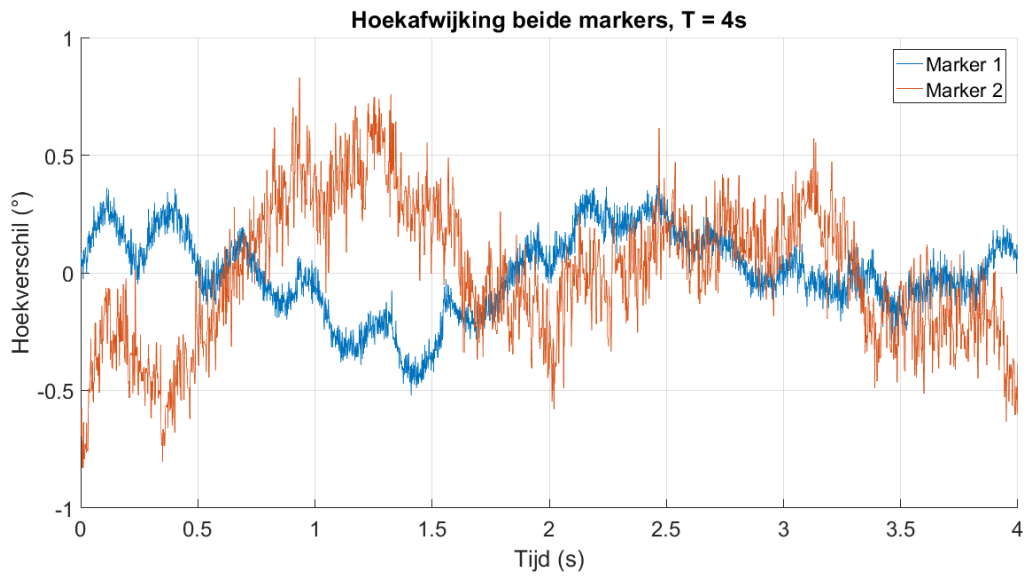
Figuur 8.20: De afwijking op de verwachte afgelegde hoek van de hoek $\phi(t)$ in functie van de tijd voor beide markers.

Figuur 8.20 toont een opmerkelijk resultaat. Theoretisch gezien zouden de curves voor beide markers identiek moeten zijn, aangezien de hoekafwijking dezelfde is in het ganse platform. Verder lijkt voor marker 2 de data veel ruiziger en onnauwkeuriger te zijn in vergelijking met deze voor marker 1. Wel is het zo dat beide curves een gelijkaardig gedrag vertonen (toppen en dalen vallen samen in de tijd). Voor de interpretatie wordt vooral uitgegaan van de data afkomstig van marker 1. Om de onnauwkeurigheid op de data van marker 2 nader te onderzoeken, wordt in figuur 8.21 de afstand tussen de twee markers in functie van de tijd getoond.

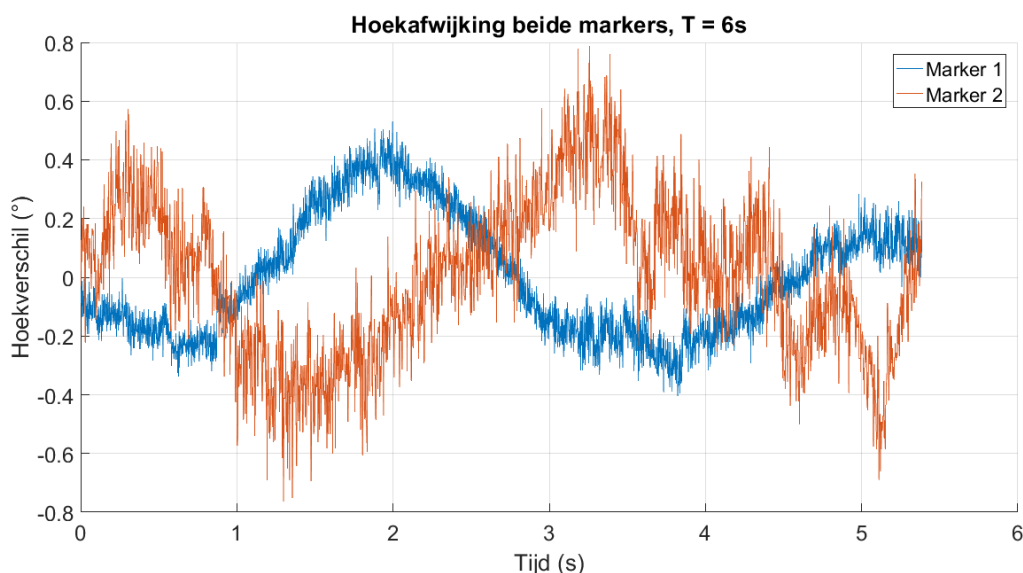


Figuur 8.21: De afstand tussen beide markers in functie van de tijd.

Voor een rotatieperiode van 4s en 6s werd een analoge analyse uitgevoerd. De afwijkingen op de verwachte hoek worden voor een rotatieperiode van 4s en 6s respectievelijk getoond in figuren 8.22 en 8.23.



Figuur 8.22: De afwijking op de verwachte hoek voor beide markers wanneer de rotatieperiode 4s bedraagt.



Figuur 8.23: De afwijking op de verwachte hoek voor beide markers wanneer de rotatieperiode 6s bedraagt.

8.3.3 Discussie

Uit figuur 8.20 volgt dat voor een rotatieperiode van 2s de afwijkingen op de verwachte afgelegde hoek beperkt blijven tot ongeveer 1° , wat vooral zeer goed zichtbaar is voor marker 1. Een gelijkwaardig resultaat kan gevonden worden met de laser doppler vibrometrie (figuur 8.9). De amplitude van de oscillatie lijkt over de tijd af te nemen, terwijl de frequentie constant blijft. De frequentie die in het signaal van marker 1 aanwezig is, werd bepaald door een functie te fitten³ en het resultaat hiervan was een frequentie $\nu = 3.3964\text{Hz}$. Wanneer deze frequentie wordt vergeleken met de waarde voor een onbelast platform in tabel 8.2, dan wordt opgemerkt dat deze nagenoeg identiek is. Dit toont aan dat beide technieken zeer gelijkaardige resultaten opleveren en dat de marker tracking gevoelig genoeg is om deze afwijkingen correct vast te leggen.

Uit figuur 8.20 blijkt ook dat de marker tracking minder succesvol lijkt te zijn voor marker 2. Om dit nader te onderzoeken werd in figuur 8.21 de afstand tussen beide markers getoond, welke in theorie een constante moet zijn, aangezien de markers ten opzichte van elkaar niet bewegen. De kalibratie vraagt als input een bestand waarin de coördinaten van de markers gegeven worden binnen het assenstelsel van het kalibratieobject. Dit bestand leverde de informatie dat de gebruikte markers zich op een afstand van 160,9mm van elkaar moeten bevinden. Uit figuur 8.21 lijkt er een systematische afwijking te bestaan op deze afstand van ongeveer 0,4mm. Eén van de verklaringen kan hiervoor zijn dat de gevolgde markers afwijken van hun eigenlijke positie (omdat de marker bijvoorbeeld is losgekomen). De verdenking valt hierbij sterk op marker 2. Verder kan ook opgemerkt worden dat, zoals eerder vermeld, de kalibratie nog verbeterd zou kunnen worden. Deze factoren kunnen bijdragen aan deze opvallende afwijkingen. Voor de interpretatie van de resultaten zal gefocust worden op de data van marker 1.

Op figuur 8.22 kan voor marker 1 een herkenbaar gedrag waargenomen worden voor een rotatieperiode van 4s. Naast de oscillatie die ook in het signaal voor een rotatieperiode van 2s aanwezig is, lijkt er nu een tweede oscillatie tevoorschijn te komen, net zoals geobserveerd werd bij de laser doppler vibrometrie. Deze frequenties werden opnieuw bepaald door het fitten van een functie en hadden als waarde $\nu_1 = 3.3964\text{Hz}$ en $\nu_2 = 0.4770\text{Hz}$. Wanneer deze vergeleken worden met de waarden uit tabel 8.3 dan kan men opmerken dat ν_1 vrijwel identiek is. Daarentegen heeft ν_2 dezelfde

³Doorgaans wordt een frequentieanalyse uitgevoerd met een discrete fouriertransformatie. Wanneer het signaal echter niet perfect periodisch is, of het signaal wordt niet afgekapt op een veelvoud van de periode (zoals in dit geval), dan levert de discrete fouriertransformatie foutieve resultaten op. Het fitten van functies is gebaseerd op de kleinste kwadraten methode en in dit geval zal deze methode een nauwkeuriger resultaat opleveren voor de frequentie.

grootteorde, maar wijkt relatief gezien toch sterk af. Een mogelijke reden is dat het platform gedurende de metingen van laser vibrometrie en marker tracking op een andere ondergrond in een ander gebouw stond. Dit kan de eigentrillingen van het systeem beïnvloeden (in het gebouw kunnen al trillingen aanwezig zijn). Wel kan besloten worden dat wanneer figuren 8.11 en 8.22 vergeleken worden, voor beide technieken wordt gevonden dat de deviaties in afgelegde hoek beperkt blijven tot ongeveer $0,5^\circ$.

Voor een rotatieperiode van 6s kan op figuur 8.23 waargenomen worden dat de oorspronkelijke oscillatie die aanwezig is voor een rotatieperiode van 2s nu vrijwel afwezig is. De extra oscillatie die tevoorschijn kwam voor een rotatieperiode van 4s is ook voor een rotatieperiode van 6s sterk aanwezig. Deze frequentie werd opnieuw berekend door het fitten van een functie en had als waarde $\nu_2 = 0,2868$. Wanneer deze waarde vergeleken wordt met deze van tabel 8.4, kan opnieuw besloten worden dat deze dezelfde grootteorde heeft, maar toch afwijkt. Een mogelijke verklaring hiervoor werd reeds gegeven. Wel blijkt uit figuren 8.11 en 8.23 dat de deviaties op de verwachte hoek beperkt blijven van $0,4^\circ$ tot $0,3^\circ$.

De essentie van de marker tracking (en de laser doppler vibrometrie) was om na te gaan hoe de afgelegde hoek afwijkt van de ideale lineaire toename als gevolg van de oscillatie in hoeksnelheid. Dit resultaat werd met succes behaald. Een volgende stap is om na te gaan welke artefacten deze deviaties kunnen introduceren in tomografie.

9. Artefacten van de snelheidsoscillaties in tomografie

9.1 Introductie

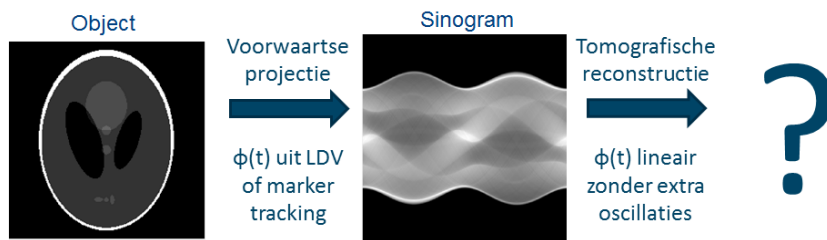
Het doel van X-stralen tomografie is om van een reeks van projecties onder verscheidene hoeken een 3D-weergave van de interne structuur van het object te reconstrueren, zodat deze structuur geanalyseerd kan worden in de vorm van sneden. Om op een succesvolle manier een reconstructie te maken, is het van uiterst belang dat de hoeken waaronder de projecties gemaakt worden nauwkeurig gekend zijn, aangezien de reconstructiealgoritmes steunen op deze informatie.

Voor de gebruikte opstelling werd een roteerbaar platform ontwikkeld waarop een object geplaatst kan worden. Door het object te roteren op dit platform, kunnen projecties gemaakt worden onder verschillende hoeken. Uit vorige sectie bleek echter duidelijk dat er oscillaties aanwezig waren in de hoeksnelheid van het platform, zodat er ook deviaties op de verwachte afgelegde hoek ontstonden (maximaal ongeveer 1°). De hamvraag is of dit platform geschikt is voor het opnemen van projecties.

Om een eerste idee te krijgen over het antwoord op deze vraag, wordt er nagegaan welke artefacten deze deviaties op de verwachte hoek introduceren in de gereconstrueerde beelden. Hiervoor zal een simulatie gemaakt worden in Matlab met behulp van de ASTRA-toolbox. De ASTRA-toolbox is een *open source* pakket speciaal ontwikkeld voor het uitvoeren van reconstructies ontwikkeld door Visielab aan de universiteit van Antwerpen [32, 33]. Het voordeel van dergelijke simulaties is dat de enige (al dan niet aanwezige) artefacten in de reconstructies het gevolg zullen zijn van de oscillaties in hoeksnelheid, aangezien de simulaties gemaakt kunnen worden in ideale omstandigheden (geen ruis, geen *beam hardening*, geen bewegingsartefacten, ...).

9.2 De simulatie

Voor de simulaties zal gebruikgemaakt worden van de resultaten uit de laser doppler vibrometrie en de marker tracking. Deze technieken leverden immers de afgelegde hoek $\phi(t)$ op in functie van de tijd. Aangezien de projecties gemaakt kunnen worden aan een frequentie van 750 beelden per seconde, zullen uit uitdrukkingen (8.5) en (8.7) (van laser doppler vibrometrie) hoeken bemonsterd worden met dezelfde frequentie. De resultaten van de marker tracking kunnen rechtstreeks gebruikt worden. De idee is om een voorwaartse projectie van een object te simuleren waarbij de projectiehoeken overeenstemmen met de eerder verworven data. De volgende stap in de simulatie is het uitvoeren van een reconstructie, waarvoor gebruik zal worden gemaakt van een lineair toenemende afgelegde hoek. Er wordt immers voor deze simulatie verondersteld dat de experimentator niet op de hoogte is van de oscillaties in hoeksnelheid, en dus een reconstructie maakt met een verwacht, lineair toenemend hoekverloop. Aangezien de afgelegde hoeken voor de voorwaartse projectie en de reconstructie niet dezelfde zijn, zal dit artefacten introduceren in de reconstructies. De simulatie, schematisch voorgesteld in figuur 9.1, zal uitwijzen hoe sterk deze artefacten aanwezig zijn in de reconstructies.



Figuur 9.1: Een schematische voorstelling van de simulatie. Eerst wordt van het object een voorwaartse projectie gesimuleerd waarvan de projectiehoeken resulteren uit laser doppler vibrometrie (LDV) of marker tracking. De reconstructie gebeurt met een lineair toenemende hoek, zonder extra oscillaties.

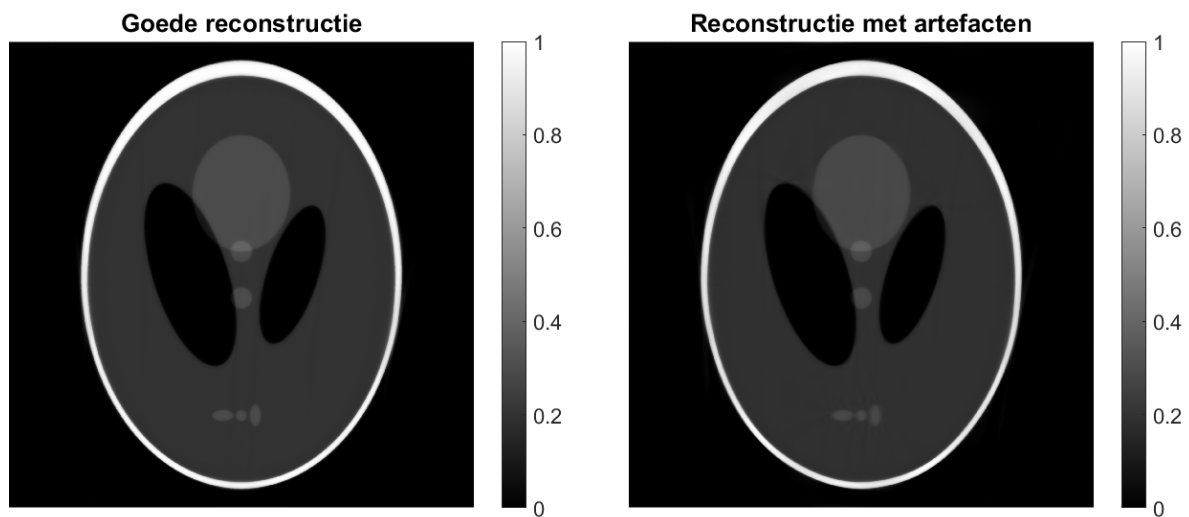
Aangezien de oscillaties in hoeksnelheid zich enkel uiten in het horizontale vlak, is het voor de simulatie voldoende om gebruik te maken van een tweedimensionaal model. Er wordt als het ware gekeken naar een horizontale doorsnede van een driedimensionaal object. De bundel waarmee in dit geval gewerkt moet worden is geen kegelvormige bundel, maar het tweedimensionale equivalent hiervan, namelijk een waaivormige bundel (*fan-beam*). Afgezien van deze tweedimensionale behandeling wordt de simulatie zo realistisch mogelijk uitgevoerd. Er wordt met behulp van de ASTRA-toolbox voor gezorgd dat de gebruikte detector 2048 pixels bevat, zoals in realiteit het geval is. Verder worden de bron en de detector op een afstand van 1m van elkaar geplaatst en wordt het centrum van het object op 30cm van de detector geplaatst, zoals zeker het geval kan zijn in een realistische set-up. Het gebruikte object is een zogenaamd ‘Shepp-Logan’ fantoom, wat tevens getoond wordt in figuur 9.1. Tenslotte zullen de resultaten vergeleken worden met een simulatie waarbij voor zowel de voorwaartse projectie als de reconstructie de hoeken gebruikt worden die komen uit laser doppler vibrometrie of marker tracking. Voor het reconstrueren van de beelden werd gebruikgemaakt van het SIRT-algoritme waarin 200 iteraties werden uitgevoerd.

9.3 Resultaten

Om te beginnen werd de simulatie uitgevoerd voor een rotatieperiode van 2s waarbij de afgelegde hoek $\phi(t)$ werd berekend uit uitdrukking (8.5). In figuur 9.2 worden twee reconstructies getoond waarbij voor de ene reconstructie zowel voor de gesimuleerde voorwaartse projectie als de reconstructie hetzelfde hoekverloop werd gebruikt en waarbij er voor de andere reconstructie een lineair hoekverloop werd gebruikt. De reconstructies werden genormaliseerd (zodat de grijswaarden tussen 0 en 1 liggen) op volgende manier:

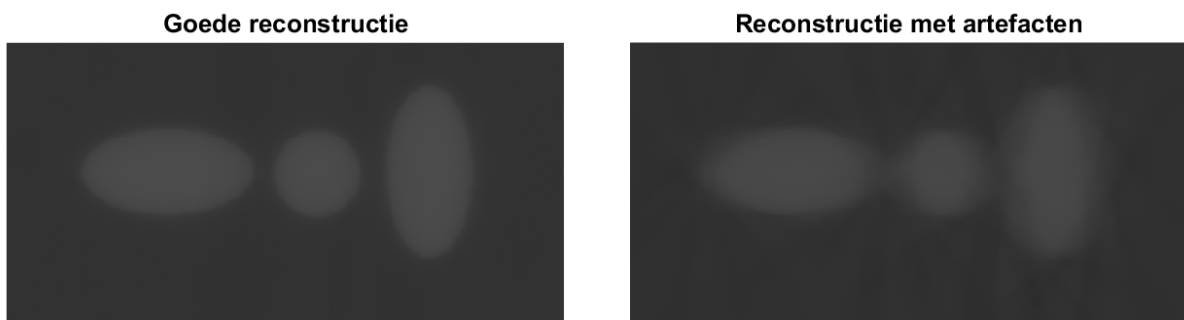
$$I_n = \frac{I - \min(I)}{\max(I) - \min(I)},$$

waarin I de reconstructie voorstelt en I_n de genormaliseerde reconstructie.

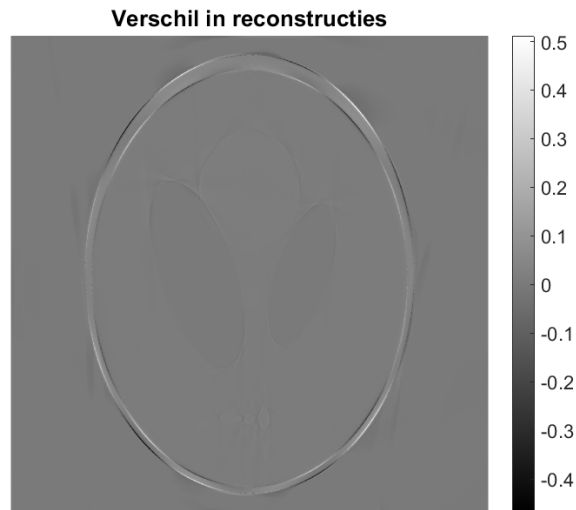


Figuur 9.2: Links wordt een reconstructie getoond waarbij hetzelfde hoekverloop werd gebruikt voor de voorwaartse projectie en de reconstructie. Rechts wordt een reconstructie getoond waarbij voor de reconstructie een lineair hoekverloop werd gebruikt. De rotatieperiode van het platform bedroeg 2s en de hoekruimte werd verkregen uit laser doppler vibrometrie.

Op figuur 9.2 zijn de artefacten nagenoeg niet zichtbaar aangezien de schaal van de afbeelding tamelijk klein is. Om de artefacten te tonen wordt er in figuur 9.3 nader gekeken naar de drie ellipsvormige objecten onderaan in de reconstructie. Op het rechterpaneel van figuur 9.3 zijn er duidelijk artefacten zichtbaar. Om een idee te krijgen van de impact van de artefacten op de reconstructie, wordt het verschil berekend tussen de twee panelen van figuur 9.2. Het resultaat wordt getoond in figuur 9.4.



Figuur 9.3: Een deel van figuur 9.2 wordt nader bekeken om de artefacten te tonen.

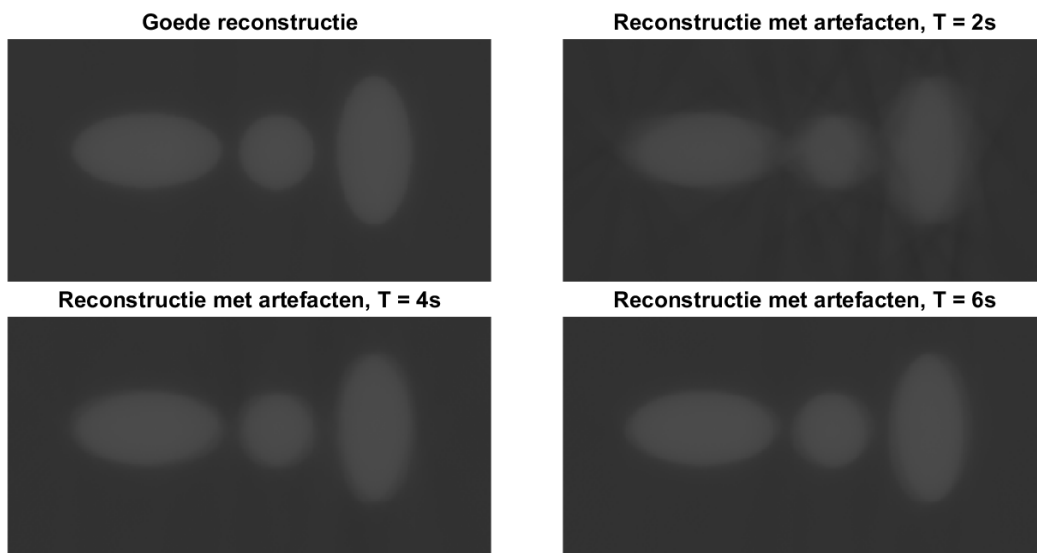


Figuur 9.4: Het verschil tussen beide reconstructies getoond in figuur 9.2.

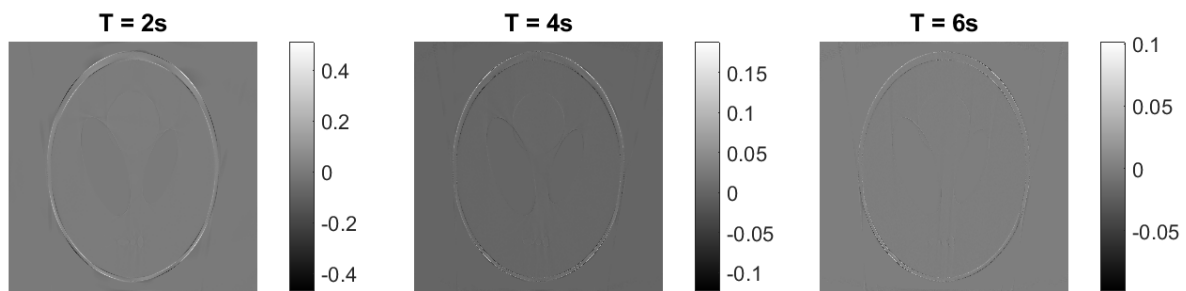
Uit figuur 9.4 wordt het duidelijk dat de artefacten zich vooral aan de randen van de aanwezige objecten bevinden. Het verschil in grijswaarden tussen de reconstructies kan oplopen tot $\pm 0,5$.

Voor een rotatieperiode van 4s en 6s werden analoge simulaties uitgevoerd. Om de artefacten te illustreren worden enkel dezelfde zones getoond zoals in figuur 9.3, aangezien op de volledige reconstructie de artefacten (op deze schaal) nagenoeg niet zichtbaar zijn. Het resultaat wordt getoond in figuur 9.5. Ook werd voor deze rotatieperiodes het verschil tussen de reconstructies berekend om de impact van de artefacten op de reconstructies te kunnen kwantificeren. Het resultaat wordt getoond in figuur 9.6.

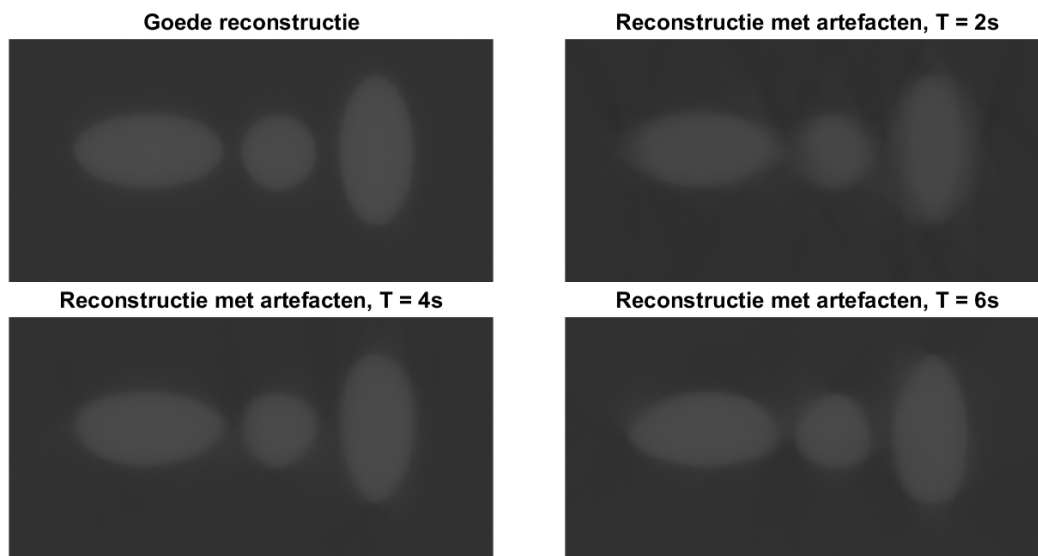
Voor het hoekverloop dat verkregen werd uit marker tracking werd een identieke simulatie uitgevoerd. De resultaten voor de verschillende rotatieperiodes worden getoond in figuren 9.7 en 9.8.



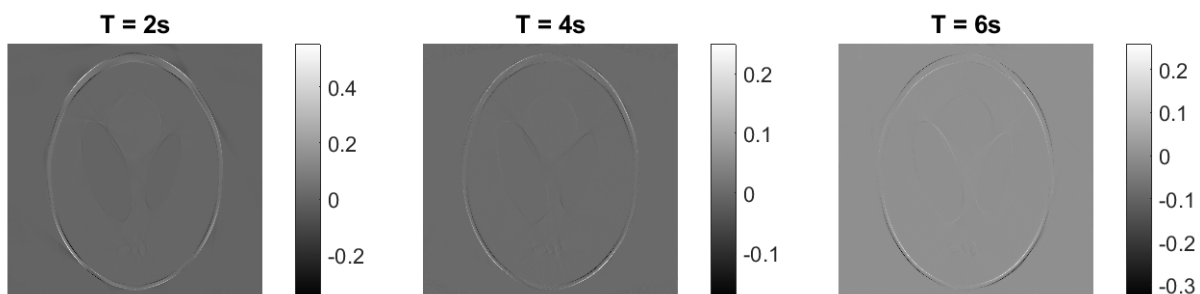
Figuur 9.5: Een samenvatting van de reconstructies voor een rotatieperiode van 2s, 4s en 6s. Het hoekverloop werd bepaald uit laser doppler vibrometrie.



Figuur 9.6: Het verschil tussen de reconstructies (met en zonder artefacten) voor een rotatieperiode van 2s, 4s en 6s. Het hoekverloop werd bepaald uit laser doppler vibrometrie.



Figuur 9.7: Een samenvatting van de reconstructies voor een rotatieperiode van 2s, 4s en 6s. Het hoekverloop werd verkregen uit marker tracking.



Figuur 9.8: Het verschil tussen de reconstructies (met en zonder artefacten) voor een rotatieperiode van 2s, 4s en 6s. Het hoekverloop werd verkregen uit marker tracking.

9.4 Discussie

Wanneer de vier panelen uit figuur 9.5 vergeleken worden, dan blijkt dat de artefacten het meest prominent aanwezig zijn voor een rotatieperiode van 2s. Ook bij het vergelijken van de panelen uit figuur 9.4 blijkt dat voor een rotatieperiode van 2s de artefacten de grootste impact hadden op de reconstructies en dat het verschil in grijswaarde tussen de genormaliseerde reconstructies (met en zonder artefacten) kan oplopen tot meer dan 0,4. Wanneer er rekening gehouden wordt met het feit dat de grijswaarden van de genormaliseerde projecties tussen 0 en 1 liggen, zijn de verschillen zeker

significant. Wel blijkt uit figuur 9.5 dat de basisvorm van de objecten nog wel zichtbaar is, maar afhankelijk van de details die in de uiteindelijke reconstructies aanwezig moeten zijn, kan de stabiliteit van de rotatiesnelheid voor een rotatieperiode van 2s niet genoeg zijn. Voor een rotatieperiode van 4s en 6s zijn de artefacten minder duidelijk aanwezig. Uit figuur 9.4 blijkt dat de artefacten het meest uitgesproken zijn aan de randen van de aanwezige objecten.

Uit figuren 9.7 en 9.8 kunnen zeer gelijkaardige besluiten gevormd worden, al is het hoekverloop, gebruikt voor het berekenen van deze reconstructies, verkregen uit een andere techniek. Voor een rotatieperiode van 2s zijn wederom de artefacten het meest prominent aanwezig, terwijl voor een rotatieperiode van 4s en 6s deze minder uitgesproken lijken te zijn. Wel is het zo dat wanneer het hoekverloop verkregen uit marker tracking gebruikt wordt, de artefacten voor een rotatieperiode van 4s en 6s een grotere impact lijken te hebben dan wanneer het hoekverloop uit laser doppler vibrometrie gebruikt wordt. Dit kan te wijten zijn aan de minder nauwkeurige fit van de hoeksnelheid (en dus de primitieve hiervan) voor een rotatieperiode van 4s en 6s bij laser doppler vibrometrie.

Het is zeer aannemelijk dat de artefacten het meest uitgesproken zijn voor een rotatieperiode van 2s. Uit de data van zowel laser doppler vibrometrie als marker tracking bleek immers dat de deviatie op de afgelegde hoek voor deze rotatieperiode het grootste was, zoals zichtbaar op figuren 8.9 en 8.20.

Het valt wel op uit figuren 9.5 en 9.7 dat wanneer voor de voorwaartse projectie en de reconstructie hetzelfde hoekverloop gebruikt worden, er geen artefacten in de reconstructies aanwezig zijn. Dit houdt in dat, wanneer er bijvoorbeeld opnames gemaakt worden met een rotatieperiode van 2s, een marker kan worden aangebracht in het object die gevolgd wordt doorheen de projecties. Op deze manier kan de afgelegde hoek afgeschat worden voor de desbewuste reeks opnames zodat artefacten geminimaliseerd kunnen worden. Dit is echter omslachtig, aangezien eerst de marker moet worden aangebracht en daarna de marker van de data nog geanalyseerd moet worden vooraleer er een reconstructie uitgevoerd kan worden. Om beelden op te nemen met een rotatieperiode van 2s moet er misschien worden nagedacht over een andere manier van aandrijving voor het platform, zodat de rotatiesnelheid meer stabiel is. Voor rotatieperiodes van 4s en 6s lijkt de rotatiesnelheid stabiel genoeg te zijn. Om na te gaan of het draaiplatform geschikt is, zullen er ook reële reconstructies uitgevoerd moeten worden, waarbij moet worden nagegaan welke artefacten er geïntroduceerd worden door de oscillaties in hoeksnelheid. In deze reconstructies zullen er echter ook artefacten aanwezig zijn, die geïntroduceerd worden door andere mechanismen. In realiteit zal het dus moeilijker zijn om de artefacten, te wijten aan de snelheidsoscillaties, te identificeren.

10. Slotwoord

Het gebruik van X-stralen computer tomografie toont zijn sterkte in zowel de medische als de industriële wereld en is sinds enkele decennia een standaard. In dit proefschrift werden enkele technische en geometrische aspecten onderzocht van een nieuw, onconventioneel X-stralen beeldvormingssysteem voor medische doeleinden. Het uiteindelijke doel is om dit systeem uit te bouwen naar een geïntegreerde set-up om simultaan dubbelenergie X-stralen tomografie en stereoscopie uit te kunnen voeren met een zeer grote snelheid. Om dit te kunnen verwezenlijken, is basiskennis van de eigenschappen van het systeem nodig, welke in dit proefschrift onderzocht werden.

10.1 Samenvatting van de bekomen resultaten

- Om succesvolle reconstructies uit te voeren is het zeer belangrijk om nauwkeurig de geometrie van het beeldvormingssysteem te kennen. Dit houdt in dat de posities van de bronnen en detectoren gekend moeten zijn. In dit proefschrift werd voor beide X-stralenbuizen en detectoren nagegaan hoe diep de focale spot en de scintillatieplaat liggen binnen hun behuizing. Deze werden berekend als:

$$x_{b,1} = 261 \pm 10 \text{ mm}$$

$$x_{b,2} = 264 \pm 10 \text{ mm}$$

$$x_{d,1} = 34 \pm 4 \text{ mm}$$

$$x_{d,2} = 43 \pm 4 \text{ mm}$$

Deze waarden resulteren uit geometrische metingen gebaseerd op het verschuiven van schaduwen van markers op het detectorscherm. Om het verschil in diepte tussen de scintillatieplaten verder te onderzoeken werd bron 1 gebruikt om beide detectoren vanop eenzelfde afstand te belichten. Er bleek wel degelijk een groot verschil te zijn in intensiteit tussen beide detectoren, maar uit dit experiment kon geen extra informatie vergaard worden over de diepte van de scintillatieplaten.

- De ruimtelijke resolutie van de opgenomen projecties bepaalt mee de ruimtelijke resolutie van de gereconstrueerde beelden. In dit proefschrift werd nagegaan welke ruimtelijke resolutie maximaal haalbaar is in de beelden in functie van de positie van het object. Voor dit experiment werd gebruikgemaakt van het Leeds test object type 38 dat toelaat om de maximale spatiale frequentie in de beelden te bepalen. Uit de resultaten werd het duidelijk dat er in functie van de positie van het object tussen bron en detector een competitie bestaat tussen de positieve bijdrage van het vergrotingseffect van de kegelvormige bundel en de negatieve bijdrage van het vormen van een penumbra in de beelden door de eindige grootte van de focale spot.

De beste resolutie die gehaald kon worden bedraagt $200\mu\text{m}$ en deze wordt gehaald wanneer het object op een afstand van 25cm tot 55cm van de detector geplaatst wordt en gebeeldvormd wordt met de kleine focale spot (voor een bron-detector afstand van ongeveer 1m). Voor een afstand tussen bron en detector van 1,50m bestaat deze ideale zone ook, maar schuift deze op in de ruimte. Wanneer de beelden worden opgenomen met de grote focale spot bevindt het optimum van de ruimtelijke resolutie zich in de korte nabijheid van de detector.

- Zoals blijkt uit het eerder beschreven experiment, hangt de ruimtelijke resolutie in de beelden af van de grootte van de focale spot. De grootte van beide focale spots werd in dit proefschrift bepaald met twee verschillende methoden. De eerste methode was gebaseerd op het vormen van een penumbra aan de rand van het gebeeldvormde object. Deze methode gaf echter geen goede resultaten, waarvoor de belangrijkste indicatie was dat de berekende waarden niet gespreid lagen rond een constante waarde, terwijl de focale spotgrootte een constante van het systeem is.

De tweede methode was gebaseerd op het zoeken van nulpunten in de modulatie transfer functie van de X-stralenbron en het daaraan gerelateerde effect van onechte resolutie. Deze methode gaf meer plausibele resultaten en de groottes van de grote en kleine focale spot in zowel horizontale als verticale richting werden berekend als:

$$F_{g,h} = 1,393 \pm 0,002 \text{ mm}$$

$$F_{g,v} = 1,420 \pm 0,002 \text{ mm}$$

$$F_{k,h} = 0,64 \pm 0,02 \text{ mm}$$

$$F_{k,v} = 0,70 \pm 0,02 \text{ mm}$$

De subscripten g , k , h , v staan respectievelijk voor groot, klein, horizontaal en verticaal. Hieruit blijkt dat de horizontale en verticale groottes van beide focale spots verschillend is en dat in beide gevallen de spots groter zijn in verticale richting.

- Het ontworpen roterend platform werd getest waarbij de focus lag op de stabiliteit van de rotatiesnelheid. Het is immers belangrijk om te weten onder welke hoeken de projecties opgenomen worden om succesvolle reconstructies uit te kunnen voeren. Wanneer de rotatiesnelheid niet stabiel is, kan de eigenlijke projectiehoek afwijken van diegene die verwacht wordt. De stabiliteit van de rotatiesnelheid werd buiten de set-up getest met laser doppler vibrometrie voor verschillende belastingen en binnen de set-up werd deze getest door het volgen van markers in een kalibratieobject doorheen de projecties.

Uit beide methoden werd het duidelijk dat de hoeksnelheid van het platform oscilleert, waarbij de oscillatiefrequentie gerelateerd kan worden aan de eigenfrequenties van de stappenmotor waarmee het platform wordt aangedreven. De resultaten uit beide technieken waren zeer gelijkwaardig en er werd gevonden dat de afwijking op de verwachte hoek maximaal oploopt tot ongeveer 1° , wanneer de rotatieperiode 2s bedraagt. Voor een rotatieperiode van 4s of 6s waren de afwijkingen op de verwachte hoek kleiner en liepen deze maximaal op tot ongeveer $0,4^\circ$.

- Uit de laser doppler vibrometrie en de marker tacking bleek duidelijk dat er oscillaties bestonden in de hoeksnelheid van het draaiplatform. In een laatste virtueel experiment werd nagegaan wat de verwachte artefacten zijn die deze afwijkingen in afgelegde hoek introduceren in gereconstrueerde beelden. Om dit te verwezenlijken werd in Matlab een simulatie gemaakt met behulp van de ASTRA-toolbox. Voor het simuleren van de voorwaartse projectie werd de hoekdata gebruikt verkregen uit laser doppler vibrometrie en marker tracking, terwijl voor de reconstructie werd gebruikgemaakt van een lineair hoekverloop. Voor een rotatieperiode van 2s bleken de artefacten het belangrijkste te zijn en op een bepaalde schaal gingen er details verloren. Voor een rotatieperiode van 4s of 6s waren de artefacten minder duidelijk aanwezig.

10.2 Algemeen besluit

Aangezien de dieptes van de bron en de scintillatieoppervlakken binnen de behuizingen nu gekend zijn, kan de geometrie telkens nauwkeurig bepaald worden voor het verdere gebruik van de opstelling en hoeft er enkel gemeten te worden tot op de behuizingen. De studie van de ruimtelijke resolutie heeft uitgewezen dat er een zone bestaat waarin het te onderzoeken

object geplaatst kan worden waarvoor de ruimtelijke resolutie in de beelden optimaal is, namelijk $200\mu\text{m}$, wat de kwaliteit van de reconstructies zal vergroten. De focale spotgroottes van zowel de grote als de kleine focale spot werden succesvol bepaald met een methode gebaseerd op nulpunten in de modulatie transfer functie. Verder werd aangetoond dat laser doppler vibrometrie en marker tracking technieken zijn waarmee met voldoende nauwkeurigheid het gedrag van de rotatiesnelheid en de afgelegde hoek van het draaiplatform onderzocht kunnen worden. Deze technieken legden bloot dat de rotatiesnelheid niet volledig stabiel is wegens de aansturing met een stappenmotor en dat de afgelegde hoek niet overeenkomt met het ideale lineaire gedrag, waarbij afwijkingen maximaal ongeveer 1° bedragen. Met behulp van deze data kon een succesvolle simulatie worden uitgevoerd in Matlab, waarmee de mogelijke artefacten geïntroduceerd door deze snelheidsoscillaties geschat konden worden. De artefacten waren het meest uitgesproken voor een rotatieperiode van 2s.

In de komende jaren zal deze opstelling uitgebreid worden tot een set-up om simultaan dubbel-energie X-stralen tomografie en stereoscopie uit te kunnen voeren op zeer korte tijd. Uit de bekomen resultaten moet nu eerst en vooral besloten worden of het rotatieplatform geschikt is voor verder gebruik of er een andere manier van aansturing gezocht moet worden. Hiervoor moeten eerst reële reconstructies gemaakt worden, die vergeleken kunnen worden met de simulaties in ASTRA. De volgende stap is om te compenseren voor de verandering in flux wanneer het te onderzoeken big axiaal of zijdelings belicht wordt. Er zal gewerkt worden met verscheidene absorberende materialen tussen de bron en de te onderzoeken dieren in de hoop het dynamisch bereik te verhogen. Aangezien het spectrum van de bron meerdere golflengten bevat, zullen er in de beelden *beam-hardening* artefacten aanwezig zijn. Met behulp van fantoom objecten zal gedurende de scans data verzameld worden om te kunnen corrigeren voor deze artefacten. De beide bronnen kunnen ingesteld worden op een verschillend vermogen om dubbel-energie X-stralen tomografie uit te kunnen voeren. Er zullen methoden ontwikkeld moeten worden om de datasets verkregen met deze verschillende energievensters efficiënt te kunnen samenvoegen. Om de biggen te immobiliseren tijdens het beeldvormen moeten harnassen ontworpen worden die stevig zijn, maar zo transparant mogelijk zijn voor X-stralen. Toch zullen bewegingsartefacten (door de ademhaling bijvoorbeeld) onvermijdelijk zijn, dus moeten er specifieke reconstructiealgoritmen ontwikkeld worden om hiervoor te corrigeren. Om tenslotte de dynamische stereoscopische bewegingsdata te combineren met tomografische reconstructie, moeten dynamische reconstructietechnieken ontwikkeld worden die rekening houden met zowel rigide als niet-rigide vervormingen.

*The Road goes ever on and on
Down from the door where it began.
Now far ahead the Road has gone,
And I must follow, if I can.*

– J.R.R. Tolkien

Bibliografie

- [1] Buzug T.M. *Computed Tomography: From Photon Statistics To Modern Cone-Beam CT*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2008.
- [2] Hsieh J. *Computed Tomography: Principles, Design, Artifacts and Recent Advances*. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, 2009.
- [3] Saunders J. en Ohlerth S. “CT Physics and Instrumentation - Mechanical Design”. In: *Veterinary Computed Tomography*. Red. door Schwarz T. en Saunders J. John Wiley & Sons, 2011. Hfdstk. 1, p. 1–8.
- [4] Marin D. et al. “State of the Art: Dual-Energy CT of the Abdomen”. In: *Radiology* 271.2 (2014), p. 327–342.
- [5] Straumit I. “Prediction of the effective properties of textile composites based on X-ray computed tomography data”. Proefschrift. KU Leuven, 2017.
- [6] Papantoniou I. et al. “Three-Dimensional Characterization of Tissue-Engineered Constructs by Contrast-Enhanced Nanofocus Computed Tomography”. In: *Tissue Engineering: Part C* 20.3 (2014), p. 177–187.
- [7] Bushong S.C. *Radiologic Science for Technologists: Physics, Biology, and Protection*. 11de ed. St. Louis, Missouri: Elsevier, 2017.
- [8] Leeser M. et al. “Parallel-Beam Backprojection: An FPGA Implementation Optimized for Medical Imaging”. In: *Journal of VLSI Signal Processing* 39 (2015), p. 295–311.
- [9] Feldkamp L.A. et al. “Practical cone-beam algorithm”. In: *Journal of the Optical Society of America* 1.6 (1984), p. 612–619.
- [10] Kak A.C. en Slaney M. *Principles of Computerized Tomographic Imaging*. New York: IEEE Press, 1999.
- [11] Gilbert P. L.A. “Iterative Methods for the Three-dimensional Reconstruction of an Object from Projections”. In: *Journal of Theoretical Biology* 36 (1971), p. 105–117.
- [12] Gregor J. en Benson T. “Computational Analysis and Improvement of SIRT”. In: *IEEE Transactions On Medical Imaging* 27.7 (2008), p. 918–924.
- [13] Pickering C. J. D. en Halliwell N. A. “The Laser Vibrometer: a Portable Instrument”. In: *Journal of Sound and Vibration* 107.3 (1986), p. 471–485.
- [14] Rothberg S.J. et al. “An international review of laser Doppler vibrometry: Making light work of vibration measurement”. In: *Optics and Lasers in Engineering* 99 (2017), p. 11–22.
- [15] Yeh Y. en Cummins H.Z. “Localized Fluid Flow Measurements With An He-Ne Laser Spectrometer”. In: *Applied Physics Letters* 4.10 (1964), p. 176–178.
- [16] Rothberg S.J. et al. “Radial vibration measurements directly from rotors using laser vibrometry: The effects of surface roughness, instrument misalignments and pseudo-vibration”. In: *Mechanical Systems and Signal Processing* 33 (2012), p. 109–131.
- [17] *Polytec Technology*. <https://www.polytec.com/int/vibrometry/technology/laser-doppler-vibrometry/>. Bezocht op: 05/04/2018.
- [18] Watrasiewicz B.M. en Rudd M.J. *Laser Doppler measurements*. Londen: Butterworths, 1976.

- [19] 3D²YMOX: Technical information. <https://www.uantwerpen.be/en/research-groups/3d2ymox/technical-information/>. Bezocht op: 18/05/2018.
- [20] Leeds Test Objects. <https://www.leedstestobjects.com>. Bezocht op: 07/04/2018.
- [21] Edmund Optics: Introduction to Modulation Transfer Function. <https://www.edmundoptics.com/resources/application-notes/optics/introduction-to-modulation-transfer-function/>. Bezocht op: 09/04/2018.
- [22] Gopala Rao U.V. en Bates L.M. “The Modulation Transfer Functions of X-Ray Focal Spots”. In: *Physics in Medicine & Biology* 14.1 (1968), p. 93–106.
- [23] Morgan R.H. “Frequency response function: valuable means of expressing infomational recording capability of diagnostic x-ray systems”. In: *The American Journal of Roentgenology, Radium Therapy and Nuclear Medicine* 88 (1962), p. 175–186.
- [24] Coltman J.W. “Specification of imaging properties by response to sine-wave input”. In: *Journal of the Optic Society of America* 44 (1954), p. 468–471.
- [25] Gopala Rao U.V. “A new method to determine the focal spot size of X-ray tubes”. In: *American Journal of Roentgenology* 111.3 (1971), p. 628–633.
- [26] Yellott J.I. en Yellott J.W. “Correcting spurious resolution”. In: *Journal of Vision* 5 (2010), p. 97–97.
- [27] Polytec Vibrometry: OFV-5000 Modular Vibrometer. <https://www.polytec.com/eu/vibrometry/products/single-point-vibrometers/ofv-5000-modular-vibrometer/>. Bezocht op: 19/04/2018.
- [28] Polytec: OFV-5000 Modular Controller Datasheet. https://www.polytec.com/fileadmin/d/Vibrometrie/OM_DS_OFV-5000_E_42346.pdf. Bezocht op: 19/04/2018.
- [29] XMAlab: Overview. <https://bitbucket.org/xromm/xmalab/overview>. Bezocht op: 02/05/2018.
- [30] Knorlein B. et al. “Validation of XMAlab software for marker-based XROMM”. In: *Journal of Experimental Biology* (2016).
- [31] XMAlab Wiki: X-ray Camera Calibration. <https://bitbucket.org/xromm/xmalab/wiki/X-ray%20Camera%20Calibration>. Bezocht op: 03/05/2018.
- [32] Van Aarle W. et al. “Fast and flexible X-ray tomography using the ASTRA toolbox”. In: *Opt. Express* 24.22 (2016), p. 25129–25147.
- [33] Van Aarle W. et al. “The ASTRA Toolbox: A platform for advanced algorithm development in electron tomography”. In: *Ultramicroscopy* 157 (2015), p. 35–47.