

Iteratieve lijstmode reconstructie voor coïncidentiebeeldvorming

Stefaan Vandenberghe

Promotoren: Prof. dr. ir. R. Van de Walle
Prof. dr. I. Lemahieu

Proefschrift ingediend tot het behalen van de graad van
Doctor in de Toegepaste Wetenschappen

Vakgroep Elektronica en Informatiesystemen
Voorzitter: Prof. dr. ir. J. Van Campenhout
Faculteit Toegepaste Wetenschappen
Academiejaar 2001 – 2002



Dankwoord

Dit doctoraatswerk is het resultaat van verschillende jaren onderzoekswerk binnen de groep MEDISIP (vakgroep ELIS, universiteit Gent). Door het multidisciplinair aspect van het onderzoek en de open visie van de onderzoeksgroep heb ik ook de kans gehad om met de afdeling nucleaire geneeskunde (Universitair Ziekenhuis Gent) en met een aantal groepen uit het buitenland te kunnen samenwerken. Al deze mensen zou ik dan ook uitgebreid willen bedanken.

In het bijzonder gaat mijn dank uit naar Prof. Ignace Lemahieu, die mij de mogelijkheid heeft geboden om dit onderzoekswerk uit te voeren en die steeds zorgde voor de nodige ondersteuning. Prof. Rik Van de Walle wil ik bedanken voor een uitstekende begeleiding en voor het kritisch nalezen van dit doctoraatswerk. Beiden hebben mij bovendien de mogelijkheid gegeven om aan verschillende internationale conferenties deel te nemen waar ik mijn kennis van het domein kon verruimen. Hiernaast wil ik ook de collega-doctorandi binnen MEDISIP bedanken voor hun leerrijke voordrachten en voor hun aangename gezelschap. Onze secretaresse Rita wil ik bedanken voor haar hulp bij alle administratie.

Van de afdeling Nucleaire Geneeskunde ben ik vooral Prof. Rudi Dierckx dankbaar voor de geboden mogelijkheden in de periode voor mijn doctoraat. Hierdoor kon ik, komende vanuit de praktijk, al met een grondige voorkennis aan dit onderzoekswerk beginnen. Daarnaast wil ik ook de artsen Frederic De Winter en Koen Van Laere bedanken voor de aangename samenwerking op meer klinische onderwerpen. Ook de samenwerking met ir. Philippe Lahorte was een ervaring, waarop ik met plezier terugkijk. Het personeel van de afdeling Nucleaire geneeskunde waren steeds een aangenaam gezelschap en altijd behulpzaam bij praktische problemen. Erik Nolf wil ik extra bedanken voor zijn inspanningen bij configuratie- of compilatieproblemen.

I am very grateful to Jeff Kolthammer, Chris Matthews, Wenli Wang and Daniel Gagnon from Philips Medical systems for their support on technical issues and interest in our software developments. It was pleasant working together on similar topics. I also want to thank Stephen Glick and Corinne Groseille from the University of Massachusetts for their helpfull discussion and their interest in my work.

Michel, Yves, Steven, Luc en Inge, mijn dagelijkse collega's en vrienden wil ik bedanken voor de wetenschappelijke discussies, de plezierige tijd en de gemoedelijke sfeer op het PET-centrum. Ook de vele momenten buiten de werksfeer waren altijd zeer aangenaam.

Als laatste verdienen ook mijn ouders, mijn zussen en natuurlijk mijn vriendin een speciale plaats. Mijn familie wil ik bedanken voor hun steun, voor de geboden vrijheid en voor de kans om hogere studies te volgen. Mijn allerliefste Frouke wil ik bedanken voor al haar steun, liefde en leuke momenten die ze me tijdens deze jaren gegeven heeft.

Lic. Stefaan Vandenberghe
10 juni 2002

Inhoud

1	Inleiding	1
2	PET-beeldvorming met een gammacamera	5
2.1	Inleiding	5
2.2	Nucleaire geneeskunde	5
2.3	PET-beeldvorming	7
2.3.1	Positronannihilatie	8
2.3.2	Detectie van een foton	9
2.3.3	Coïncidentiedetectie	12
2.3.4	Beelddegraderende effecten	14
2.4	Optimalisatie van een gammacamera voor PET	18
2.4.1	Detectordikte	19
2.4.2	Comptonvenster	19
2.4.3	Absorptielagen	20
2.4.4	Afscherming en axiale collimatie	20
2.4.5	Aangepaste elektronica	21
2.4.6	Geometrie	21
2.4.7	Ruisequivalente telkadans	23
2.5	Beschrijving van gammacamera	24
2.6	Monte-Carlosimulatie van een gammacamera	26
2.6.1	Geometrische simulatie van een gammacamera	27
2.7	Besluit	32
3	3D reconstructie	35
3.1	Inleiding	35
3.1.1	Projecties van een 3D object	36
3.2	Analytische reconstructie	37
3.2.1	Centrale-snedetheorema en 3D FBP	37
3.3	Herleidings- en vervolledigingstechnieken	43
3.3.1	Complete, overtollige en getrunceerde projectiesets	43

3.3.2	Herleidingstechnieken	45
3.3.3	Vervolledigingstechnieken	48
3.4	Iteratieve reconstructietechnieken	49
3.4.1	Maximum likelihood expectation maximization	50
3.5	Dataformaat	53
3.5.1	Lijstmodedata en projectieformaat	53
3.5.2	Reconstructie van lijstmodedata	55
3.6	Projectie en terugprojectie	57
3.6.1	Inleiding	57
3.6.2	Verschillende methodes	58
3.7	Correctie voor beelddegraderende effecten	61
3.7.1	Correctie voor interne LOR-effecten	62
3.7.2	Correctie voor externe LOR-effecten	62
3.8	Standaardsoftware	63
3.8.1	Vergelijking van de resolutie	63
3.8.2	Vergelijking van het contrast en de contrast- ruisverhouding	65
3.8.3	Reconstructietijd	75
3.9	Besluit en originele bijdragen	76
4	Invloed van de kristaldikte	79
4.1	Inleiding	79
4.2	Resolutie en sensitiviteit	80
4.2.1	Invalshoek	80
4.2.2	Invalshoek bij verschillende configuraties	80
4.2.3	Resolutie	81
4.2.4	Sensitiviteit	82
4.3	Effect op resolutie	84
4.3.1	Invloed van de maximale transversale invalshoek	84
4.3.2	Invloed van de afstand van de detector tot het centrum en van de configuratie	90
4.3.3	Discussie	95
4.4	Effect van kristaldikte op sensitiviteit	96
4.4.1	2D benadering voor axiale collimatie	98
4.4.2	Fotopieefficiëntie als functie van de dikte van het NaI-kristal	100
4.4.3	Relatie tussen de invalshoek, detectordikte en detectie- efficiëntie	100
4.4.4	Puntsensitiviteit voor 2D opnames	102

4.4.5	Sensitiviteitsprofielen voor verschillende 2D configuraties	104
4.4.6	3D puntsensitiviteit	104
4.4.7	Sensitiviteitsprofielen voor verschillende 3D configuraties	114
4.4.8	Validatie met metingen	114
4.4.9	Sensitiviteitsprofielen van de verschillende configuraties	124
4.5	Conclusie en originele bijdragen	125
5	Willekeurige coïncidenties	127
5.1	Inleiding	127
5.1.1	Correctiemethoden voor willekeurige coïncidenties . .	128
5.2	Verdeling van de willekeurige coïncidenties	130
5.2.1	Invloed van het object in de FOV	130
5.2.2	Invloed van de configuratie	132
5.3	Correctie voor externe LOR-effecten	136
5.3.1	Correctie door optelling bij de voorwaartse projectie .	136
5.3.2	Correctie van willekeurige coïncidenties bij iteratieve lijstmode reconstructie	137
5.3.3	Validatie	139
5.3.4	Effect van correctie op contrast	143
5.4	Besluit en originele bijdragen	143
6	Besluit	149

Hoofdstuk 1

Inleiding

Het gebruik van medische beeldvorming heeft een zeer sterke toename gekend in de laatste decennia. Met medische beeldvorming kan men de structuur of het functioneren van het lichaam in beeld brengen op een niet-invasieve manier. Dit onderzoek handelt over PET (Positron Emission Tomography), wat een belangrijke techniek in de functionele beeldvorming is. PET maakt gebruik van moleculen die gemerkt zijn met een positronemittor. Deze verbindingen worden in de patiënt geïnjecteerd. De straling die hierbij vrijkomt kan worden opgemeten door een PET-camera. Aan de hand van de gedetecteerde straling, afkomstig van het radioactief verval, kan door reconstructiealgoritmen de verdeling van de molecule in het lichaam in beeld worden gebracht. Een van de voordelen van PET is dat isotopen (^{15}O , ^{11}C , ^{13}N , ^{18}F) van lichaams-eigen elementen (O , N , C , F) kunnen gebruikt worden. Het nadeel van deze techniek is de hoge kostprijs omwille van de dure PET-scanners en de dure productie van de isotopen met een cyclotron. Een bijkomend nadeel is dat de meeste isotopen een vrij kort halfleven (van de orde van minuten) hebben wat de beschikbaarheid van een cyclotron in-situ noodzakelijk maakt. Voor de verbindingen met ^{18}F dat een halfwaardetijd van ongeveer 2 uur heeft, is dit niet noodzakelijk. Het meest gebruikte molecule is dan ook het glucose-analoon ^{18}F FDG (fluoro-deoxyglucose) omwille van zijn geschiktheid voor tumordetectie, beeldvorming van het hart en hersenen. Door zijn relatief lange halfwaardetijd kan dit ^{18}F FDG ergens anders geproduceerd worden en getransporteerd worden naar het beeldvormingssysteem.

Het klinisch belang van PET kende de laatste jaren een sterke toename. Hierdoor was er een tekort aan PET-camera's wat sommige cameraconstructeurs er toe bewogen heeft om PET-beeldvorming op een goedkoop toestel mogelijk te maken. Er kwamen gewijzigde gammacamera's op de markt waarmee ook PET-beeldvorming mits een beperkte meerkost mogelijk was. De beschik-

baarheid van het isotoop ^{18}F en de goedkopere camera's maken het mogelijk om PET ook in kleinere centra op een relatief goedkope manier uit te voeren.

Het hier voorgestelde onderzoek is gericht op een verbetering van de reconstructietechnieken voor de PET-beeldvorming op dit type camera. Hierbij werd naast de klassieke tweekopsgammacamera's ook uitvoerig onderzoek verricht naar beeldvorming met drie detectorkoppen. Deze techniek werd ontwikkeld met het oog op een verhoogde sensitiviteit. Het uitgevoerde onderzoek werd echter zodanig geformuleerd dat uitbreidingen naar andere detectorconfiguraties (bijvoorbeeld zes of acht detectoren) eenvoudig kunnen afgeleid worden.

In het tweede hoofdstuk leggen we de principes van PET-beeldvorming uit, en gaan we dieper in op de elementen van de gammacamera. We geven een overzicht van de verschillende optimalisaties van de gammacamera voor PET. Aansluitend wordt verduidelijkt hoe we PET-beeldvorming op een gammacamera met Monte-Carlotechnieken kunnen simuleren.

Hoofdstuk 3 beschrijft de verschillende reconstructietechnieken die kunnen gebruikt worden om uit de gemeten data de verdeling van het isotoop te bepalen. Hierbij wordt eerst het onderscheid duidelijk gemaakt tussen 2D en 3D reconstructie en tussen analytische en iteratieve technieken. Verder worden de herleidingstechnieken om van 3D data naar 2D data over te gaan kort beschreven. Naast de klassieke opname in projecties kan de opname ook in lijstmode gebeuren. Hierbij worden de verschillen tussen beide formaten uitgebreid uitgelegd. Op de gebruikte driekopsgammacamera is een opname in lijstmode mogelijk en daarom werd een iteratief algoritme ontwikkeld dat deze lijstmode data gebruikt zonder over te gaan op projecties. Deze techniek vereist echter andere correctiemethoden voor sensitiviteit en beelddegraderende effecten dan de reconstructie gebaseerd op projecties.

In hoofdstuk 4 wordt dieper ingegaan op de sensitiviteit en resolutie van de verschillende configuraties die mogelijk zijn met een driekopscamera. De invloed van kristaldikte, detectororiëntatie en detectorradius op resolutie en sensitiviteit werd uitgebreid onderzocht. De invloed van deze parameters op de resolutie wordt nagegaan met Monte-Carlosimulaties. De sensitiviteit wordt berekend met een nieuwe methode en houdt zowel rekening met de geometrie als de detectie-efficiëntie. Deze berekeningen worden zowel in 2D als in 3D beschreven. De bekomen sensitiviteitswaarden werden gevalideerd met behulp van Monte-Carlosimulaties en met metingen. De beschreven sensitiviteitsberekening kan gebruikt worden om de reconstructies te corrigeren.

PET-beeldvorming gaat steeds gepaard met beelddegraderende effecten als verstrooiing, attenuatie en willekeurige coïncidenties. Op het probleem van willekeurige coïncidenties wordt dieper ingegaan in hoofdstuk 5. Deze coïncidenties leiden tot een ongewenste achtergrond in de gereconstrueerde

beelden. Er wordt nagegaan wat de invloed van het object in het gezichtsveld en van de cameraconfiguratie op de verdeling van deze coïncidenties is. Vervolgens wordt een correctiemethode voor dit beelddegraderend effect beschreven. Deze correctiemethode werd met simulaties gevalideerd.

Dit onderzoek werd uitgevoerd binnen de onderzoeksgroep MEDISIP (MEDical Image and SIGNAL Processing) in de vakgroep ELIS (ELectronica en InformatieSystemen) van de Universiteit van Gent. Voor klinische aspecten van dit onderwerp en andere onderzoeksprojecten werd regelmatig samengewerkt met de afdeling Nucleaire Geneeskunde van het Universitair Ziekenhuis van Gent. Verder werd ook samengewerkt op het domein van Monte-Carlosimulaties, lijstmode reconstructie en beeldcorrecties met de University of Massachusetts uit Boston en Marconi Medical Systems uit Cleveland.

Het onderzoek uitgevoerd in het kader van dit doctoraat, leidde tot verschillende artikels in internationale artikels, waarvan 4 als eerste auteur, en tot verschillende conferentiebijdragen en conferentiemededelingen. De referenties naar deze publicaties zijn te vinden op het einde van deze doctoraatsthesis.

Hoofdstuk 2

PET-beeldvorming met een gammacamera

2.1 Inleiding

In dit hoofdstuk geven we een kort overzicht van het domein waarin dit onderzoek gebeurt. We situeren de nucleaire geneeskunde in de medische beeldvorming. Nadat we de basisprincipes van PET-beeldvorming beschreven hebben gaan we dieper in op de technische aspecten van het beeldvormingssysteem dat gebruikt wordt. Uiteindelijk bespreken we hoe het systeem kan gesimuleerd worden met de Monte-Carlomethode.

2.2 Nucleaire geneeskunde

Door gebruik te maken van medische beeldvorming kan de structuur van het lichaam of een bepaalde functie in het lichaam in beeld gebracht worden op een niet-invasieve manier. Dit kan aanleiding geven tot een vroegere diagnose, een betere lokalisatie en een bevestiging van het resultaat van andere technieken.

Als we de structuur in beeld brengen spreken we van anatomische beeldvorming. Het meest bekende voorbeeld hiervan is de klassieke radiografie waarbij de meting van transmissie van X-stralen aanleiding geeft tot een projectie van een bepaald deel van het lichaam. Het beeld dat dan bekomen wordt is een superpositie van de verschillende structuren op een vlak en daarom noemen we dit planaire beeldvorming. Door gebruik te maken van meer geavanceerde technieken als CT (Computed Tomography) en MRI (Magnetic Resonance Imaging) kan een 3D beeld van de structuur van het lichaam bekomen worden. Deze technieken noemen we tomografische beeldvorming. Meestal

wordt het 3D beeld met behulp van reconstructietechnieken bepaald uit de projecties onder verschillende hoeken.

Vaak is het zo dat er bij een bepaalde afwijking pas laatstijdig wijzigingen in de structuur merkbaar zijn maar dat er wel vroegtijdig een afwijking in een bepaald functioneel proces merkbaar is. Voor deze afwijkingen is vooral het gebruik van functionele beeldvorming nuttig. Een ander voordeel is dat voor bepaalde taken functionele beeldvorming een onderscheid kan maken tussen verschillende processen, wat bij anatomische beeldvorming niet kan. Zo kan bijvoorbeeld het onderscheid gemaakt worden tussen tumorhergroei na diagnose en littekens van de therapie. Naast de fMRI (Eng: functional Magnetic Resonance Imaging) gebeurt deze functionele beeldvorming hoofdzakelijk in de nucleaire geneeskunde.

Nucleaire geneeskunde [1, 2] maakt gebruik van radio-isotopen die ingebouwd worden in een molecule. Deze gemerkte molecule wordt dan in kleine hoeveelheden geïnjecteerd in de patiënt en wordt sterker opgenomen op bepaalde plaatsen in het lichaam. Bij het verval van het radio-isotoop worden fotonen uitgestuurd. Door deze te detecteren kan dan de verdeling van de molecule in de verschillende delen van het lichaam bepaald worden. Deze verdeling geeft dan een beeld van een bepaald functioneel proces in het lichaam, zoals het glucoseverbruik, de doorbloeding, nierklaring,....

Bij nucleaire geneeskunde bestaan een groot aantal onderzoeken waarbij gebruikgemaakt wordt van verschillende isotopen en moleculen. De gebruikte isotopen kunnen we indelen in twee groepen: isotopen die enkelvoudige fotonen (Eng: single photon emitters) vrijgeven en isotopen die positronen vrijgeven (Eng: positron emitters). Van de eerste groep is het meest gekende ^{99m}Tc , wat een foton uitstuurt met een energie van 140 keV. Dit isotoop heeft zeer goede eigenschappen. De halfwaardetijd van 6 uur is voldoende lang voor het in beeld brengen van metabole processen, maar is voldoende kort om de stralingsschade bij de patiënt te beperken. Verder is het isotoop eenvoudig in verschillende moleculen in te bouwen. Hierdoor gebeurt de meerderheid van de onderzoeken met dit isotoop en is het beeldvormingssysteem (de gammacamera) voor deze energie geoptimaliseerd. In de nucleaire geneeskunde wordt zowel planaire als tomografische beeldvorming, SPECT (Single Photon Emission Computed Tomography), uitgevoerd. De projectiebeelden worden bekomen door de invallende straling mechanisch te collimeren. Deze methode zorgt ervoor dat de keuze van de collimator steeds een compromis is tussen sensitiviteit en resolutie.

Naast deze beeldvorming bestaat ook de PET-beeldvorming die gebruikmaakt van isotopen die positronen vrijgeven. Dit bespreken we meer in detail in het volgende deel.

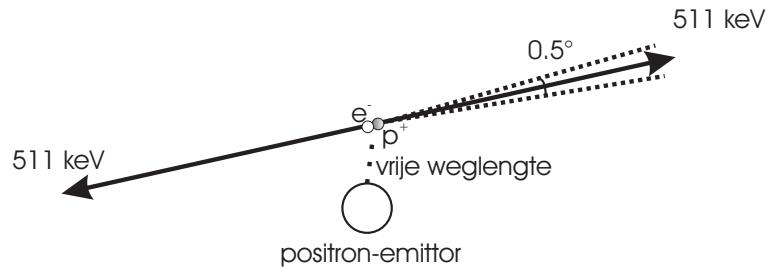
2.3 PET-beeldvorming

Het principe van PET-beeldvorming [3] werd al in de jaren '50 aangetoond, maar de eerste toestellen werden pas na de ontwikkeling van CT-beeldvorming met X-stralen (1972) ontwikkeld. Deze systemen waren opgebouwd uit vele smalle detectoren geplaatst in een hexagonale of circulaire structuur. Sindsdien is er een groot aantal verschillende camera's ontwikkeld met een verschillende geometrie (planair, hexagonaal, enkele ring, meerdere ringen) en verschillende detectoren (NaI, BGO, BaF₂, GSO, LSO). De eerste commerciële toestellen met een groot aantal kristallen waren beschikbaar rond 1980, maar werden vooral gebruikt voor onderzoek op proefdieren en voor beeldvorming van de hersenen. Praktisch al deze systemen maken gebruik van BGO (Bismuth Germanaat) kristallen omwille van de hoge detectie-efficiëntie voor 511 keV.

Gelijktijdig met de ontwikkeling van systemen met meerdere kristallen ontwikkelde de groep van Muehlelehner [4] een PET-systeem met NaI-kristallen. Door de beperkte telkadanscapaciteit en de beperkte mogelijkheden van de computersystemen werden deze systemen praktisch niet gebruikt voor klinische toepassingen. Deze systemen werden dan ook niet verder geoptimaliseerd voor PET-beeldvorming, maar wel voor SPECT-beeldvorming [5]. Wel werden NaI-kristallen gebruikt voor de ontwikkeling van goedkope systemen specifiek voor PET. Karp [6] ontwikkelde een PET-camera met 6 NaI-kristallen in een hexagonale structuur. Hierbij werd de elektronica en kristaldikte geoptimaliseerd zodat een hogere telkadans kon bereikt worden en de sensitiviteit groter was.

De eerste toepassing van PET was vooral beeldvorming van de hersenen. De belangrijkste toepassingen waren detectie van epileptische zones, activatie-studies en tumordetectie. In het domein van de cardiologie werd PET vooral gebruikt voor viabiliteitsstudies met ¹⁸F₂FDG. Dit zijn echter beperkte klinische toepassingen waardoor PET in het begin enkel in onderzoekscentra werd gebruikt. Het belang van PET voor de oncologie is de belangrijkste factor geweest in de sterke uitbreiding van PET in de jaren '90 [7]. Door het beperkt aantal PET-systemen, de grote klinische vraag, de hoge kost van nieuwe PET-systemen en nieuwe technologische ontwikkelingen is er een vernieuwde interesse gekomen in de PET-beeldvorming met gammacamera's [8]. Door het relatief lange halfleven van ¹⁸F₂FDG (110 min) is een cyclotron ter plaatse niet meer nodig en kan PET op een goedkope manier gebeuren in een standaard ziekenhuis.

We gaan in wat volgt dieper in op de principes van PET-beeldvorming, de werking en de beperkingen van de huidige toestellen en de wijzigingen die uitgevoerd werden om de PET-beelden te verbeteren.



Figuur 2.1: Fysisch principe van PET: het vrijgekomen positron annihileert met een naburig elektron, resulterend in twee fotonen van 511 keV met een onderlinge hoek van 180° .

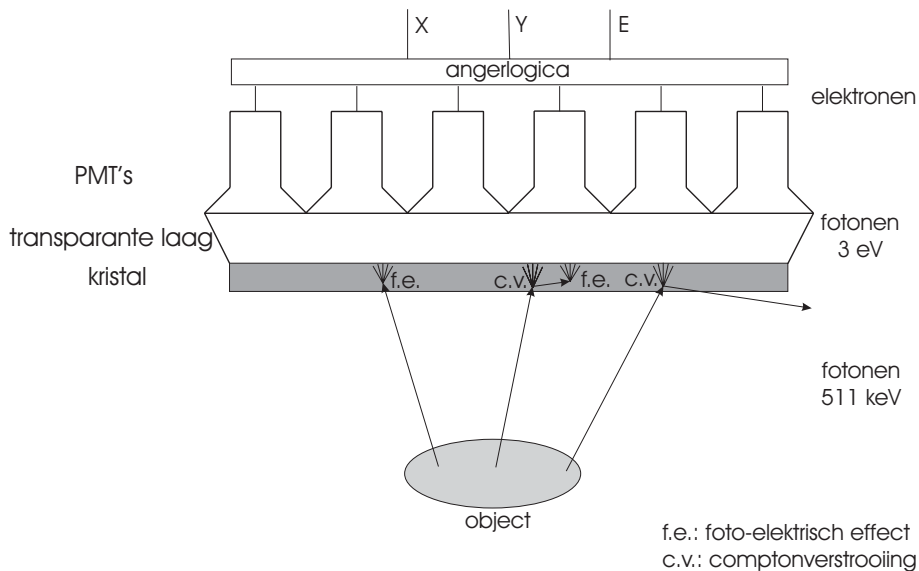
2.3.1 Positronannihilatie

Bij PET worden positronemittors gebonden aan moleculen. Deze worden via injectie of ademhaling in het lichaam van de patiënt gebracht. Door hun moleculaire structuur zullen ze meer worden opgenomen in bepaalde organen of weefsels.

De positronemittors zijn radio-isotopen die bij verval een positron uitsturen, dat met een elektron uit de nabije omgeving annihileert. Hierbij worden twee fotonen van 511 keV uitgestuurd met een onderlinge hoek rond de 180° . Deze hoek is niet exact 180° , doordat het positron nog een kleine hoeveelheid kinetische energie heeft op het moment dat het annihileert met het elektron. De distributie rond de 180° kan benaderd worden door een gaussiaan met een FWHM (Eng: Full Width at Half Maximum) van 0.5° .

In eerste benadering kunnen we echter veronderstellen dat de fotonen en de plaats van annihilatie zich op 1 lijn bevinden (collineariteit) en dat de fotonen zich op gelijke tijdstippen even ver van de plaats van annihilatie bevinden (simultaneïteit). Deze collineariteit, gecombineerd met de simultaneïteit van beide fotonen, kan gebruikt worden om de plaats van annihilatie te bepalen.

De onzekerheid op de hoek en de vrije weglengte van het positron beperken de nauwkeurigheid (onafhankelijk van het detectiesysteem) waarmee de plaats van annihilatie kan bepaald worden. De vrije weglengte is afhankelijk van de kinetische energie van het positron. Die is verschillend naargelang het isotoop. Afhankelijk van de straal van het meetsysteem is de ondergrens voor de resolutie 1 tot 3 mm (breedte van de piek op halve hoogte) [9]. De werkelijke resolutie wordt echter ook mede bepaald door de camera.

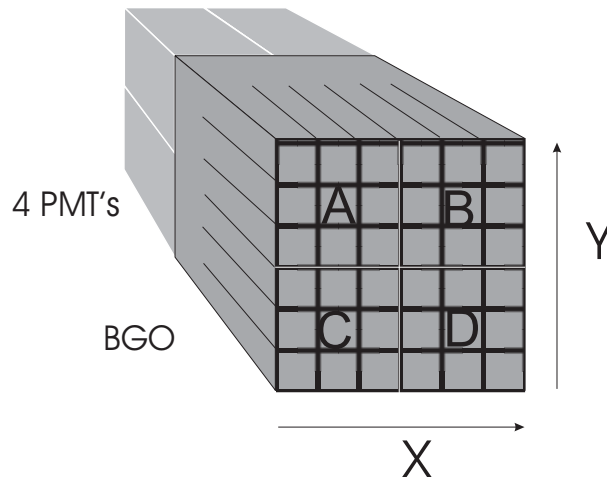


Figuur 2.2: Onderdelen van een detector op een gammacamera.

2.3.2 Detectie van een foton

De belangrijkste onderdelen van een detector worden weergegeven in figuur 2.2. Een gedeelte van de fotonen geven hun energie af door het foto-elektrisch effect of comptonverstrooiing in het kristal. Het foto-elektron verdeelt zijn energie over een paar duizend elektronen, die in een geëxciteerde toestand komen. Bij een scintillator komt een gedeelte van deze energie vrij als zichtbaar licht. De scintillator wordt gekenmerkt door een sterke toename in de intensiteit (opbouwtijd) en een verval tijd (ook wel scintillatietijd genoemd). De opbouw tijd is de tijd tot het bereiken van de maximale lichtintensiteit. De scintillatietijd is de tijd waarbij de intensiteit van de lichtpuls $\frac{1}{e}$ van de maximale waarde bedraagt. De fractie van fotonen die hun energie volledig afgeven noemen we de detectie-efficiëntie van het kristal.

Een kleine fractie van deze energie wordt omgezet in fotonen met een energie van ongeveer 3 eV. Deze fractie noemen we de lichtversterking van het kristal. De fotonen van 3 eV (typisch voor NaI) worden door de fotonvermenigvuldigingsbuis (Eng: Photo Multiplier Tube, PMT) omgezet naar elektronen. Na versterking worden ze omgezet naar een elektrisch signaal aan de anode van de PMT. Het aantal geproduceerde lichtfotonen is evenredig met de energie van het invallende foton. Bij een vaste versterking is dus ook het uitgangssignaal evenredig met de energie.



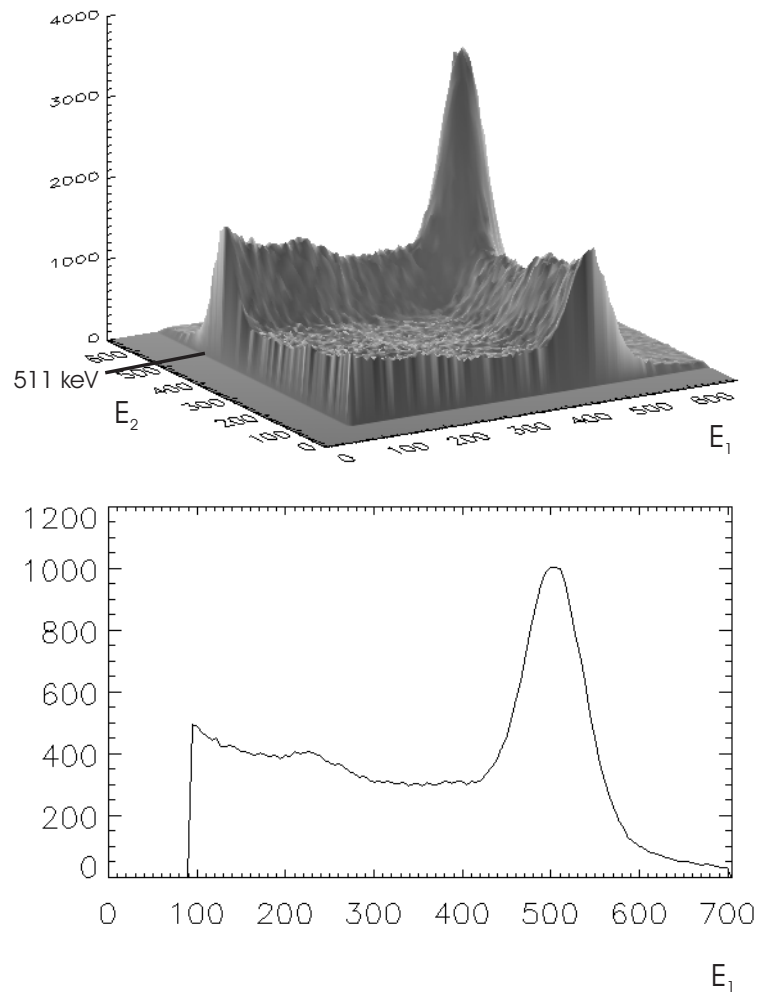
Figuur 2.3: Typische configuratie van een blokdetector voor een ringvormige PET.

Energie en plaatsbepaling

Bij systemen met discrete detectoren worden er typisch 4 PMT's gebruikt per scintillatiekristal. Dit kristal wordt door inkepingen verdeeld in verschillende elementen. Het element waar de detectie gebeurd is wordt dan bepaald door angerlogica [10]. Het signaal van elke PMT wordt over een bepaalde tijd (typisch 100-800 ns) geïntegreerd. Dit geeft de waarden A , B , C , D voor de 4 PMT's. De energie en detectieplaats worden dan uit deze signalen bepaald volgens vergelijking 2.1:

$$\begin{aligned}
 E &= A + B + C + D, \\
 X &= \frac{(D+B)-(C+A)}{A+B+C+D}, \\
 Y &= \frac{(A+B)-(C+D)}{A+B+C+D}.
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

Bij continue detectoren staan er meerdere PMT's achter het kristal (typisch 40-60 voor een kristaloppervlak van 40 op 50 cm). De plaats van de scintillatie wordt dan bepaald door de amplitudes S_i van elke PMT i (met plaats x_i, y_i) te sturen naar analoge of digitale elektronica. Door gebruik te maken van angerlogica (vergelijking 2.2) wordt het maximum in beide richtingen bepaald. Dit geeft de X- en Y-positie op de detector. De energie wordt bepaald door de som E van de amplitudes over alle PMT's. Dit principe wordt ook in SPECT toegepast om de plaats en de energie van het foton te bepalen.



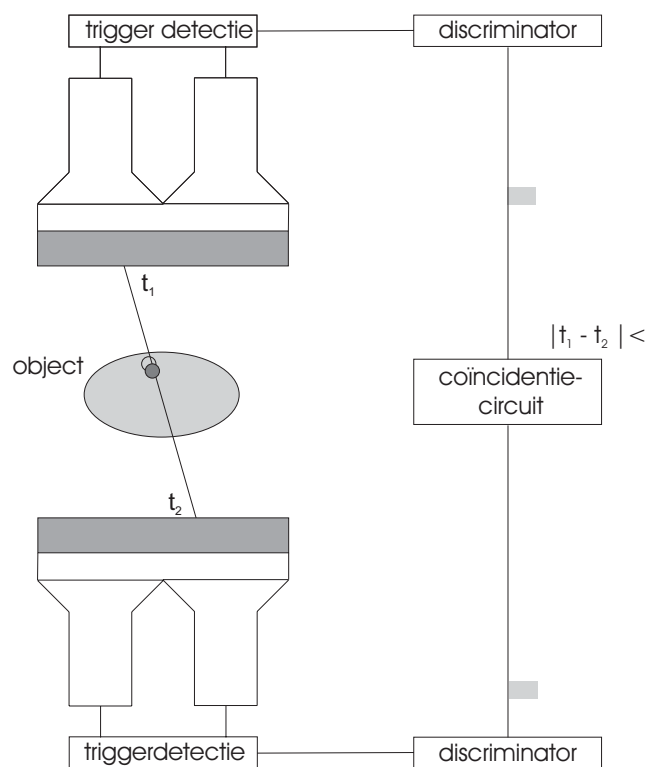
Figuur 2.4: Het energiespectrum van een PET-opname op een gammacamera (IRIX-systeem); onderaan wordt een profiel door $E_2 = 511$ keV getoond.

$$\begin{aligned} X &= \frac{\sum x_i S_i}{\sum S_i}, \\ Y &= \frac{\sum y_i S_i}{\sum S_i}, \\ E &= \sum S_i. \end{aligned} \tag{2.2}$$

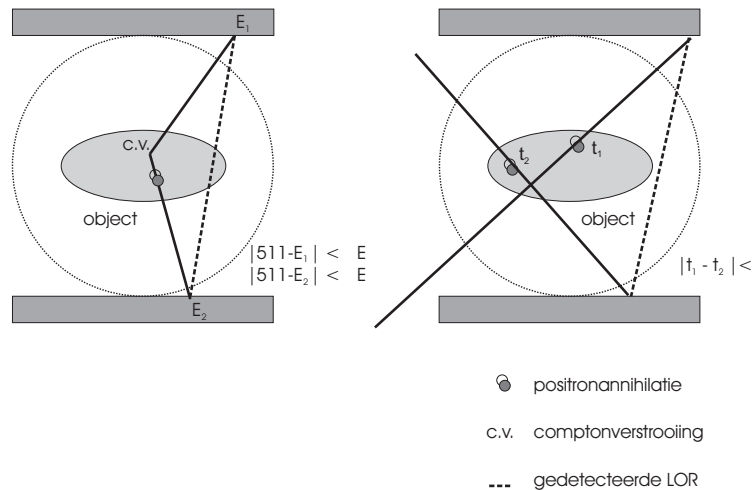
De energieresolutie [11] bedraagt slechts 10 procent voor deze SPECT-systemen. Dit wordt mede veroorzaakt door statistische variaties in het aantal fotonen dat vrijkomt bij scintillatie maar ook door de statistische variatie op het aantal elektronen dat wordt vrijgegeven door de kathode. Dit aantal ligt rond de 3 elektronen per keV van een foton dat scintilleert in het kristal. Doordat er bij een hogere energie meer elektronen vrijkomen aan de kathode wordt de energieresolutie beter als de energie stijgt. Voor 140 keV is dit typisch 10-14 procent, terwijl voor 511 keV een energieresolutie van 8 procent kan bereikt worden. In figuur 2.4 wordt het energiespectrum (histogram volgens de energie) voor een PET-opname op een gammacamera getoond. De variabelen $E1$ en $E2$ zijn de energie van respectievelijk het eerste en tweede foton van de coïncidentie.

2.3.3 Coïncidentiedetectie

Als een enkel foton wordt gedetecteerd door een detector, wordt het coïncidentiecircuit aangezet. Als er dan binnen een korte tijd, ook wel het coïncidentievenster (typisch 5-20 ns) genoemd, een foton gedetecteerd wordt door een andere detector, dan wordt dit geregistreerd als een coïncidentie (zie figuur 2.5). Door de collineariteitseigenschap kan men veronderstellen dat de annihilatie gebeurd is langs de lijn die beide detectoren verbindt. Als we een meetsysteem hebben dat nauwkeurig het tijdsverschil tussen de detectie op beide detectoren kan registreren, kan men door gebruik te maken van de simultaneïteit ook de positie langs de lijn bepalen waar de annihilatie heeft plaatsgevonden. Deze techniek noemt men TOF-PET (Eng: Time-Of-Flight PET) [9]. De fotonen bewegen zich tegen de lichtsnelheid, rond de 30 cm/ns. De scintillatietijd van BGO is echter vrij lang (300 ns), net als de scintillatietijd van NaI (250 ns). Om TOF-PET mogelijk te maken zijn snellere detectormaterialen zoals BaF₂ nodig, dat een scintillatietijd van 0.8 ns heeft. Het heeft echter een duidelijk slechtere efficiëntie dan BGO. Hierdoor wordt de TOF-PET nog niet gebruikt in de praktijk.



Figuur 2.5: Coïncidentiedetectie: als twee triggers binnen voldoende korte tijd gedetecteerd worden, zal een coïncidentie geregistreerd worden.



Figuur 2.6: Verstrooide en willekeurige coïncidenties.

2.3.4 Beelddegraderende effecten

Werkelijke, willekeurige en verstrooide coïncidenties

In het ideale geval zou men een scintillator willen die alle fotonen volledig detecteert (detectie-efficiëntie van 100 procent), dit zeer snel doet (scintillatietijd kleiner dan 1 ns) en zeer veel lichtfotonen (hoge lichtversterking) genereert per gedetecteerd foton. Met aangepaste versterking en elektronica zou men dan een systeem met een goede energie- en tijdsresolutie hebben. In de praktijk zijn de scintillatoren een compromis tussen kostprijs en performantie en gebruikt men scintillatoren als BGO en NaI met een lange scintillatietijd zodat het coïncidentievenster voldoende groot moet zijn om alle coïncidenties te kunnen meten. Bovendien zijn deze scintillatoren gekoppeld aan PMT's zodat de energieresolutie voor NaI groter is dan 7 procent en voor BGO groter is dan 10 procent.

Doordat het coïncidentievenster zo groot is worden er naast werkelijke coïncidenties ook willekeurige coïncidenties gemeten. Deze zijn samengesteld uit twee enkele fotonen die afkomstig zijn van een verschillende annihilatie, die wel kort na elkaar (binnen het coïncidentievenster) opgetreden zijn [12].

Elk van beide 511 keV fotonen die worden uitgezonden na annihilatie kunnen in interactie treden met de materie. Als het foto-elektrisch effect optreedt geeft het foton zijn energie volledig af en kan het niet meer gedetecteerd worden. Het foton kan ook verstrooid worden door interactie met de materie.

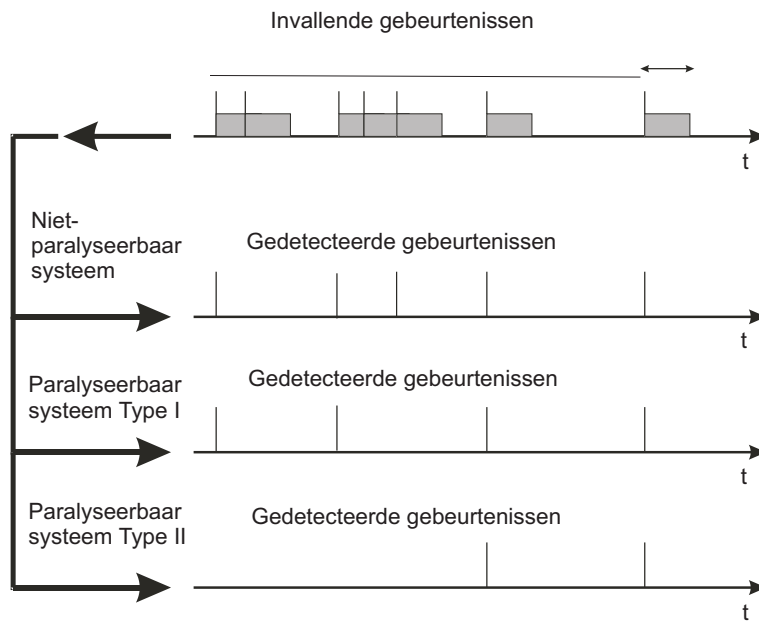
Bij fotonen met een energie hoger dan 50 keV gebeurt dit hoofdzakelijk door comptonverstrooiing [9]: het foton verliest een deel van zijn energie aan een elektron uit de buitenste schil en het wordt afgebogen. Dit kan ertoe leiden dat het foton niet meer kan gedetecteerd worden door de afbuiging, of dat het toch nog op de detector terechtkomt maar met een energie lager dan 511 keV.

Als een coïncidentie niet gedetecteerd wordt doordat het foto-elektrisch effect of comptonverstrooiing optreedt, noemen we dit attenuatie. Als het foton verstrooid wordt, maar toch nog als een coïncidentie wordt gedetecteerd, noemen we het een verstrooide coïncidentie. Doordat de detector een beperkte energieresolutie heeft, zal een venster rond de energiepiek naast de gewenste werkelijke coïncidenties ook verstrooide coïncidenties bevatten. Deze hoeveelheid wordt meestal weergegeven door de verstrooiingsfractie, dit is de verhouding van het aantal verstrooide tot het totaal aantal gemeten coïncidenties. Verschillende correctietechnieken [13, 14] werden reeds ontwikkeld om te corrigeren voor verstrooide coïncidenties. In figuur 2.6 worden de verschillende types coïncidenties weergegeven. In dit werk zal attenuatiecorrectie en correctie voor verstrooide fotonen niet behandeld worden. Hier werd voor gekozen omdat het gebruikte toestel pas in de laatste fase van het onderzoek werd uitgerust met een bewegende puntbron waarmee de attenuatie kan gemeten worden. De kennis van de attenuatie is belangrijk om attenuatie correctie te kunnen uitvoeren. Ook bepaalde correcties voor verstrooiing maken gebruik van een gemeten attenuatie.

Telkadamscapaciteit

Voor de bepaling van de energie door de elektronica is een zekere integratietijd, ook wel de dode tijd genoemd, nodig (afhankelijk van het systeem 200-900 ns). Dit geeft problemen als er veel fotonen binnen korte tijd op de detector terecht komen. Als twee fotonen van 511 keV, binnen de integratietijd de detector bereiken, zullen deze gedetecteerd worden als 1 foton. De energie zal een grootte hebben die tussen de energie van één foton en de som van de energie van beide fotonen ligt. Het foton zal dan ook buiten het energievenster vallen. In plaats van beide fotonen wordt er dus geen enkel foton gedetecteerd. De gammacamera gedraagt zich als een paralyseerbaar systeem van het tweede type [15].

Het verschil tussen een niet-paralyseerbaar systeem, een paralyseerbaar systeem van het eerste type en een paralyseerbaar systeem van het tweede type wordt in figuur 2.7 weergegeven. Stel dat de drie systemen allen dezelfde tijd nodig hebben om de puls 1 tot 7 te verwerken. Het grijze blokje in de bovenste rij stelt de dode tijd van het systeem voor. Puls 1 geeft geen enkel



Figuur 2.7: Niet-paralyseerbare en paralyseerbare systemen van het eerste en tweede type

probleem voor de verschillende systemen. Als puls 2 aankomt is het systeem nog bezig met de puls 1 te verwerken. Bij een niet-paralyseerbaar systeem en een paralyseerbaar systeem van het eerste type wordt de puls 2 dan ook niet gedetecteerd. Bij een paralyseerbaar systeem van het tweede type zorgt de aankomst van puls 2 tijdens de detectie van puls 1 ervoor dat ook puls 1 niet meer gedetecteerd wordt. Bij de gammacamera is dit zo doordat de totale energie te hoog zal zijn.

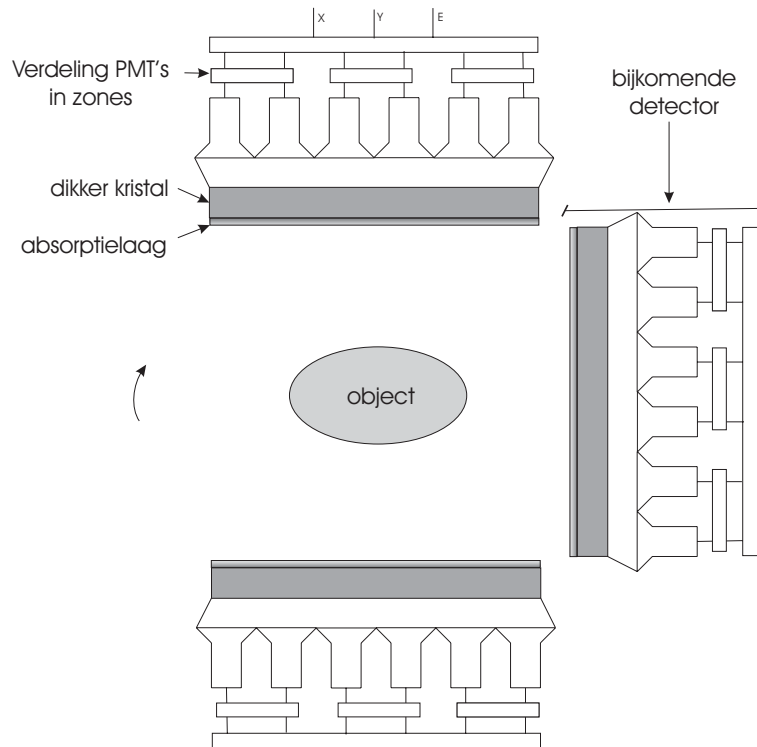
Het verschil tussen een niet-paralyseerbaar systeem en een paralyseerbaar systeem van het eerste type wordt duidelijk aan de hand van pulsen 4 en 5. Bij een niet-paralyseerbaar systeem veroorzaakt puls 4 (binnen de dode tijd van puls 3) zelf geen dode tijd, zodat puls 5 kan gedetecteerd worden. Bij een paralyseerbaar systeem veroorzaakt puls 4 in dat geval wel een dode tijd zodat puls 5 niet gedetecteerd wordt.

Dit heeft een aantal gevolgen voor de gammacamera. Bij lage activiteiten zal de telkadans evenredig zijn met de activiteiten in de FOV. Door de dode tijd zal dit bij hogere activiteiten niet meer zo zijn en zal de telkadans niet meer evenredig zijn met de activiteit. Als de activiteit zeer hoog wordt, zal de telkadans dalen bij toenemende activiteit, doordat het kristal voortdurend scintilleert en er geen tellen meer kunnen onderscheiden worden door de elektronica. De positionering door de angelogica zal ook niet meer correct zijn. De positie zal ergens tussen de correcte positie van beide fotonen liggen. Anderzijds kunnen twee verstrooide fotonen met een lage energie, die normaal niet gedetecteerd worden, combineren tot een detectie met een energie in de fotopiek. Twee fotonen die niet gedetecteerd zouden worden doordat ze buiten het venster rond de fotopiek liggen, leiden dan wel tot de detectie van een verkeerde coïncidentie.

Deze effecten noemen we pulsophoping (Eng: pulse pile-up). Het effect treedt vooral op bij hoge activiteiten in het gezichtsveld van de camera en leidt tot een verlies van contrast in het beeld.

Spatiale resolutie

Naast de ondergrens aan de resolutie door de vrije weglengte van het positron en de onzekerheid op de hoek, is er ook een invloed van het meetsysteem op de resolutie. Bij continue detectoren kan de resolutie voor de detectie van fotonen benaderd worden door een gaussiaan. De resolutie voor coïncidentiedetectie kan bepaald worden door deze gaussische functies te combineren. Hierop komen we terug in hoofdstuk 4.



Figuur 2.8: Aanpassingen aan een gammacamera om PET-beeldvorming te verbeteren.

2.4 Optimalisatie van een gammacamera voor PET

De gammacamera is gedurende de jaren '70 en '80 geoptimaliseerd voor SPECT-beeldvorming, waarbij meestal lage-energifotonen (70-200 keV) gedetecteerd worden. Door het gebruik van een mechanische collimator is de telkadans van de detector meestal beperkt. Om beeldvorming van 511 keV fotonen uit te voeren waren er nieuwe ontwikkelingen nodig, die soms tegenstrijdig waren met vroegere optimalisaties van de camera voor SPECT. Deze optimalisaties (zie figuur 2.8) hebben de PET-beeldvorming op een gammacamera sterk verbeterd. Ze zijn gericht op een toename van de sensitiviteit maar vooral op een verbeterde telkadanscapaciteit. We bespreken de verschillende wijzigingen die werden toegepast.

Energie van het foton	9.5 mm	12.7 mm	16 mm
140 keV	85	91	94
511 keV	11	17	20

Tabel 2.1: Detectie-efficiëntie (in procent) van NaI als functie van de kristaldikte

2.4.1 Detectordikte

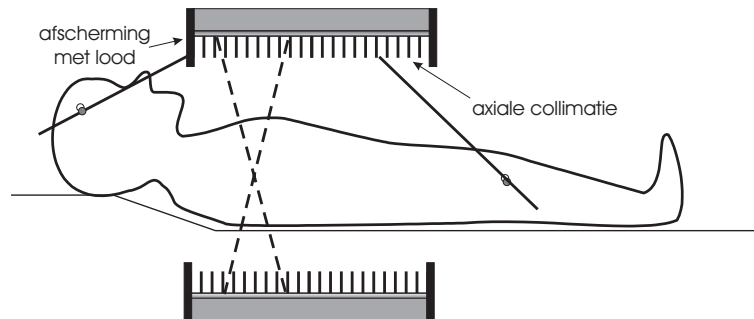
Voor de meest gebruikte energie in SPECT (140 keV) is gebleken dat een kristal met een dikte van 9.5 mm een optimaal compromis is tussen resolutie en sensitiviteit [16, 17]. Een toename van de detectordikte van 9.5 mm (de standaarddikte voor SPECT-beeldvorming) tot 16 mm leidt tot een toename van de fotopiekdetectie-efficiëntie voor 511 keV van 11 naar 20 procent [18]. Voor 140 keV fotonen is de toename beperkt: van 85 naar 94 procent (zie tabel 2.1). Omdat een coïncidentie enkel gedetecteerd wordt als beide 511 keV fotonen gedetecteerd worden, zal in dit geval de coïncidentiedetectie-efficiëntie die het product is van de fotopiekdetectie-efficiëntie (voor loodrechte invallen op een detectorkristal) toenemen van 1.21 naar 4.0 procent.

De invloed van de toename in kristaldikte op de sensitiviteit en de resolutie wordt verder onderzocht in hoofdstuk 4.

2.4.2 Comptonvenster

De 511 keV fotonen die invallen op het kristal kunnen hun energie volledig afgeven door het foto-elektrisch effect. De detectie-efficiëntie als functie van de kristaldikte is weergegeven in tabel 2.1. Deze waarden geven het percentage fotopiekdetecties. Het is ook mogelijk dat de volledige energie in twee stappen wordt afgegeven door comptonverstrooiing gevolgd door het foto-elektrisch effect. Tijdens de comptonverstrooiing komt de energie die het foton verliest bij de verstrooiing vrij door scintillatie. Naast deze detecties gebeuren ook detecties waarbij enkel comptonverstrooiing optreedt. Hierbij wordt dus slechts een gedeelte van de energie gedetecteerd.

Dit effect kan gebruikt worden om de sensitiviteit te verhogen. Door ook combinaties van fotonen gedetecteerd in de fotopiek met fotonen in een comptonvenster toe te laten, zullen meer fotonen gedetecteerd worden (factor twee tot drie). Bijkomend kunnen ook compton-comptoncoïncidenties geregistreerd worden. Doordat een gedeelte van de fotonen in het comptonvenster deze energie hebben door verstrooiing in het lichaam, zal dit wel leiden tot een grotere fractie van verstrooide fotonen en een slechtere resolutie [19]. Daarom wordt dit enkel gedaan bij studies met een laag aantal tellen.



Figuur 2.9: Axiale collimatie en afscherming aan de randen.

2.4.3 Absorptielagen

Voor het kristal kan een absorptielaag [20] worden geplaatst die selectief de lage-energifotonen verhindert om de detector te bereiken. Deze absorptielaag bestaat uit verschillende dunne lagen materialen met een afnemend atoomnummer (typisch lood, tin en koper). Dit vermindert de fractie van verstrooide fotonen die de detector kunnen bereiken en vermindert ook de dode tijd van de camera.

2.4.4 Afscherming en axiale collimatie

Activiteit die zich buiten het gezichtsveld van de camera bevindt, zal om geometrische redenen nooit aanleiding kunnen geven tot een werkelijke coïncidentiedetectie, maar enkel tot verstrooide of willekeurige coïncidenties. Daarom moeten de detectoren zoveel mogelijk afgeschermd worden van singles komend van de activiteit buiten de FOV. Dit wordt gedaan door de axiale randen van de camera zo goed mogelijk af te schermen met lood [21]. Het aantal singles dat de detector bereikt kan bijkomend beperkt worden door het plaatsen van axiale collimatie. Dit zijn parallelle loodvlakken die voldoende dik zijn zodat de meeste 511 keV fotonen die op de vlakken invallen geabsorbeerd worden. Ze beperken de axiale openingshoek voor de werkelijke coïncidenties en dus ook de sensitiviteit, maar verminderen vooral het aantal singles afkomstig van buiten het gezichtsveld van de camera dat de detector bereikt. Hierdoor vermindert de dode tijd van de camera en kunnen grotere activiteiten in de FOV gebruikt worden zonder dat de pulsophoping te groot wordt. De verhouding van gemeten coïncidenties tot het aantal gemeten singles is wel lager dan bij volledige 3D opnames. 3D PET gaat echter gepaard met een toename van het aantal verstrooide fotonen en doordat de collimatie

ontbreekt is er geen afscherming tegen singles van buiten de FOV. Dit zorgt voor een grotere activiteit en een groter aantal willekeurige coïncidenties.

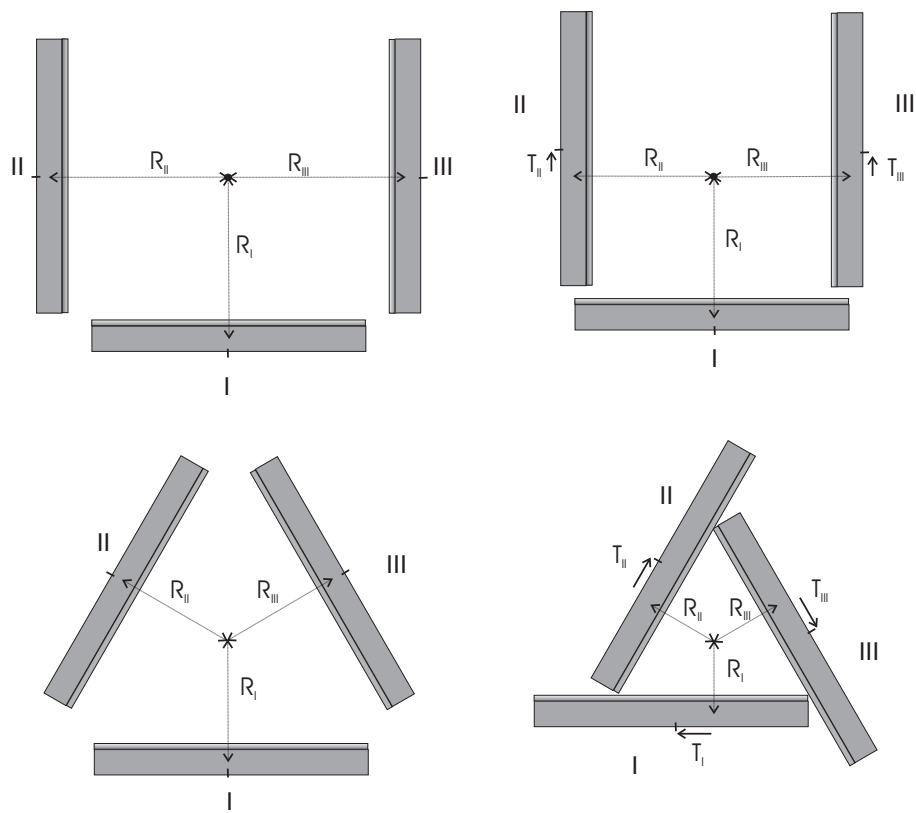
2.4.5 Aangepaste elektronica

De scintillatietijd van NaI is 200 ns. Voor de detectie van 140 keV fotonen met een gammacamera wordt het signaal van de PMT's geïntegreerd gedurende een tijdsduur van 900 ns. Dit geeft praktisch het volledige signaal en een goede energieresolutie en spatiale resolutie. Bij de scintillatie van 511 keV fotonen is de hoeveelheid licht ongeveer 4 keer groter dan bij 140 keV. Daardoor kan de integratietijd verminderd worden van 900 ns tot 200 ns [22]. De resterende energie in deze puls wordt dan geschat door extrapolatie van het eerste gedeelte van de puls. Dit kan gedaan worden met een beperkt verlies aan energieresolutie en zorgt ervoor dat de dode tijd per gedetecteerd foton kleiner wordt en dat de camera een hogere telkadans aankan.

Als bij een standaard gammacamera een foton invalt, wordt het signaal van alle PMT's op die detector geïntegreerd. Dit wordt dan gebruikt voor de energie- en plaatsbepaling. Dit zorgt er voor dat de ganse detector niet meer kan detecteren gedurende de dode tijd. PMT's die zich ver van de scintillatie bevinden zullen slechts een zeer beperkte bijdrage leveren tot het signaal. Door enkel het signaal van een aantal PMT's (typisch 5-10) in de omgeving van de scintillatie te gebruiken voor de plaats- en energiebepaling kan een veel hogere telkadans bereikt worden. Dit doet men door de PMT's te verdelen in verschillende zones [23, 24]. Door het gebruik van deze methode met zones (Eng: Local Centroid) treedt voor eenzelfde activiteit in het gezichtsveld ook veel minder pulsophoping op dan bij de klassieke elektronica. Het nadeel is een verlies aan plaats- en energieresolutie.

2.4.6 Geometrie

De sensitiviteit kan natuurlijk ook verhoogd worden door grotere detectoren of bijkomende detectoren te gebruiken. Voor een standaard gammacamera worden maximaal drie detectoren gebruikt. Op de relatie tussen de verschillende mogelijke configuraties en de sensitiviteitsprofielen wordt dieper ingegaan in hoofdstuk 4. De configuratie zal ook een invloed hebben op de verdeling van de willekeurige en verstrooide coïncidenties. Dit wordt verder onderzocht in hoofdstuk 5.



Figuur 2.10: Verschillende configuraties die gebruikt worden voor PET-beeldvorming met een gammacamera.

2.4.7 Ruisequivalente telkadans

Het aantal verstrooide en willekeurige coïncidenties is afhankelijk van het ontwerp en de configuratie van de camera. Ook de sensitiviteit wordt door verschillende parameters als de detector en de geometrie bepaald. Het tellenverlies bij hoge activiteiten wordt dan weer vooral bepaald door de elektronica. De vergelijking van elk van deze parameters tussen verschillende systemen geeft geen totaalbeeld van de performantie van een camera. Om systemen onderling te kunnen vergelijken is het noodzakelijk dat de verschillende systeemparemeters gecombineerd worden in één grootheid, de ruisequivalente telkadans (Eng: Noise Equivalent Countrate, NEC) [25].

De telkadans van de camera wordt gegeven door het aantal tellen dat per tijdseenheid wordt gemeten. Een hogere telkadans komt dus overeen met een groter aantal tellen voor een bepaalde acquisitietijd en dus een beter beeld. Bij deze tellen zijn er echter ook verstrooide en willekeurige coïncidenties, die een negatieve invloed hebben op de beeldkwaliteit. Bij een gemeten telkadans is de NEC de telkadans die in afwezigheid van willekeurige en verstrooide coïncidenties, dezelfde signaal-ruisverhouding zou geven in het beeld. Als T het aantal werkelijke coïncidenties, R het aantal willekeurige en S het aantal verstrooide coïncidenties is, dan wordt de NEC gegeven door:

$$NEC = \frac{T}{T + R + S}T. \quad (2.3)$$

Deze meting wordt meestal uitgevoerd door gebruik te maken van uniforme fantomen of lijnbronnen [26]. Bij het begin van de test wordt het fantoom met voldoende activiteit gevuld zodat de maximale telkadans en NEC bereikt wordt. Er wordt een opname van het fantoom uitgevoerd. Naarmate de activiteit vervalst worden er verschillende metingen uitgevoerd. Dit wordt gedaan tot er zich nog een zeer lage activiteit in het fantoom bevindt. Hierbij kan men veronderstellen dat het aantal willekeurige coïncidenties zeer klein is. Deze meting wordt dan ook gebruikt om het aantal verstrooide coïncidenties te bepalen. Hiervoor maakt men gebruik van het feit dat de locatie van de werkelijke coïncidenties gekend is, en dat de verdeling van de verstrooide coïncidenties sterk uitgesmeerd is over de FOV. Door een interpolatie kan men het aantal verstrooide coïncidenties schatten. Deze waarde kan dan gebruikt worden om het aantal willekeurige coïncidenties te schatten uit de andere metingen. Voor meer details over de bepaling van het aantal willekeurige, verstrooide en werkelijke coïncidenties verwijzen we naar de NEMA-specificaties [26].

2.5 Beschrijving van gammacamera

Het toestel gebruikt voor de experimenten is een driekopsgammacamera (zie figuur 2.11) waarop zowel PET- als SPECT-beeldvorming mogelijk is. Elke detector bevat een NaI-kristal met transaxiale afmeting van 540 mm en 380 mm in de axiale richting. Achter het kristal bevinden zich 59 PMT's verdeeld over het kristal. De detectoren kunnen in verschillende configuraties geplaatst worden. In de U-vorm (bovenaan in figuur 2.10) staat kop 1 op 0° , kop 2 op 90° en kop 3 op 270° . Hierbij kan gekozen worden om kop 1 uit te schakelen zodat het systeem dezelfde eigenschappen als een tweekopscamera heeft. Daarnaast is ook een triangulaire mode (onderaan in figuur 2.10) mogelijk: hierbij is er steeds een hoek van 120° tussen elk detectorpaar. De maximale afstand van het midden van elke detector tot het centrum bedraagt 42 cm. De straal R kan echter per detector (R_I, R_{II}, R_{III}) verminderd worden. Als de detectoren te dicht bij elkaar komen zullen ze elkaar raken. Voor bepaalde toepassingen is het echter wel zeer belangrijk om zo dicht mogelijk bij het object te komen. In SPECT (met een parallelle-gatencollimator) neemt de resolutie lineair af met de afstand tot de collimator, zodat het belangrijk is om de detectoren zo dicht mogelijk bij het object te brengen. Daarom worden de detectoren tangentiëel verschoven over een afstand T (rechts in figuur 2.10) zodat ze toch dicht bij het object kunnen komen zonder dat de detectoren elkaar raken. Voor de U-vorm is de minimale radius zonder tangentiële verschuiving 36 cm, met tangentiële verschuiving (12 cm) is dit 29.5 cm. Bij deze configuratie verschuiven enkel de twee detectoren die 180° ten opzichte van elkaar staan, zoals aangegeven op figuur 2.10. Bij de triangulaire configuratie is de minimale radius zonder tangentiële verschuiving 29 cm, en met een tangentiële verschuiving (11 cm voor elke detector) kan 22 cm gehaald worden.

De invloed van de radius op de sensitiviteit voor PET werd onderzocht in [27, 28]. Dit wordt verder besproken in hoofdstuk 4. In dit hoofdstuk onderzoeken we ook de invloed van de radius op de resolutie.

Om de sensitiviteit voor PET-beeldvorming te verhogen werd een kristaldikte van 19.05 mm genomen. Om de maximale telkadans voor PET-beeldvorming te verbeteren werden wijzigingen aan de elektronica aangebracht. Dit wordt AZtec (Eng: Advanced Zoning technology) elektronica genoemd [29]. Het signaal van elke PMT afzonderlijk wordt gedigitaliseerd. Verder worden de PMT's in een 15-tal zones verdeeld. Als een foton scintilleert zal het in één of meerdere zones een signaal (trigger) geven. Als één of meerdere zones op een detector een signaal geven zal het coïncidentiecircuit geactiveerd worden. Als er dan binnen de 10 ns ook één of meerdere zones



Figuur 2.11: IRIX-camera in triangulaire configuratie en U-vorm

op de andere detector een trigger ontvangen, zal de puls van die zones op beide detectoren verder geïntegreerd worden gedurende 200 ns. Anders wordt gewacht op een nieuwe trigger van een zone die geen signaal gaf tijdens de vorige trigger. Deze elektronica zorgt ervoor dat de dode tijd van het systeem sterk vermindert, doordat een inval van een single een veel kortere tijd van de camera vraagt. Het werd aangetoond dat door het gebruik van verbeterde elektronica een hogere activiteit in de FOV kan gebruikt worden [27].

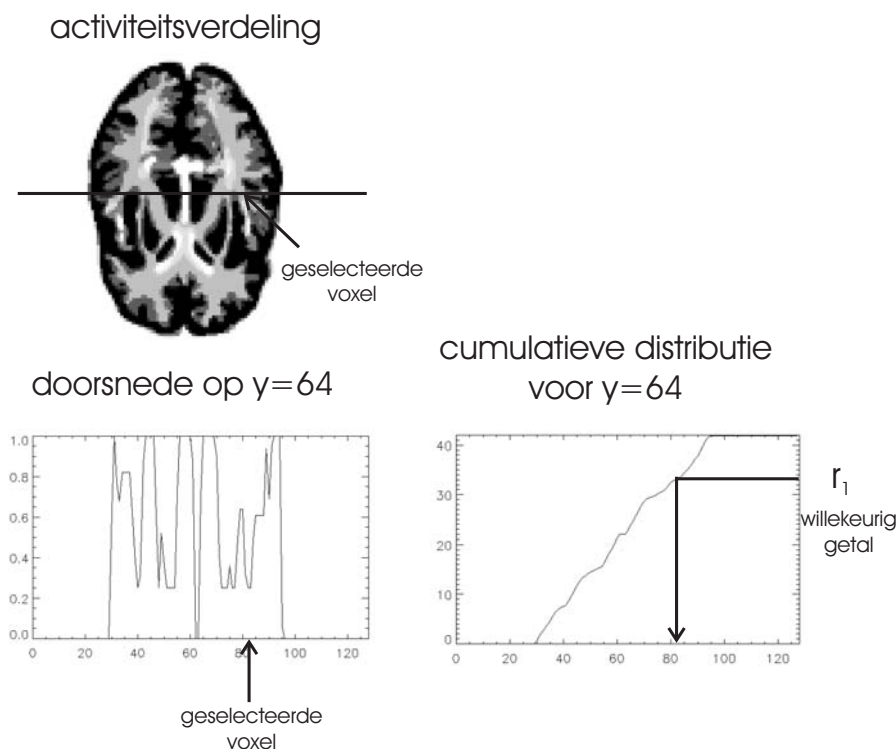
Op deze camera werden een aantal metingen gedaan, om de resolutie en de NEC [27] te beoordelen. Deze werden nog niet uitgevoerd volgens de nieuwe NEMA specificaties, doordat de fantomen hiervoor niet beschikbaar waren. Deze werden in een andere publicatie [30] wel volgens de nieuwe specificaties uitgevoerd. Dit werd bepaald voor een IRIX in de U-vorm met een radius van 335 mm, de detectoren waren voorzien van axiale collimatie. Zij bekomen een gemeten piek-NEC van 2225 cts/sec bij 5.1 Mbq/l. De gemeten verstrooiingsfractie bedroeg 35,7 procent.

Het nadeel van metingen is dat verschillende beelddegraderende effecten steeds aanwezig zijn. Daarom werd voor een aantal validaties gebruik gemaakt van een Monte-Carlosimulator.

2.6 Monte-Carlosimulatie van een gammacamera

Bij Monte-Carlosimulaties kunnen de verschillende beelddegraderende effecten (attenuatie, verstrooiing, willekeurige coïncidenties) al dan niet geïncorporeerd worden in de simulatie. Voor simulaties waarbij de interactie van de detector in rekening moet gebracht worden, werd gebruikgemaakt van een Monte-Carlosimulator voor PET opgebouwd op Geant 3 modules. Geant 3 is een uitgebreid pakket geschreven in Fortran. Voor het simuleren van de IRIX-camera werden verschillende modules toegevoegd aan dit pakket door Marconi Medical systems. Dit uitgebreid pakket werd ook door ons gebruikt voor de simulaties. Voor de details van deze simulator verwijzen we naar de uitgebreide handleiding [31]. Het voordeel van dit pakket is dat het uitgebreid getest is voor verschillende toepassingen, dat de interactie met het object en met de detector kan toegevoegd worden, en dat het in goede overeenstemming met de gemeten data is [32]. Voor bepaalde toepassingen is het een nadeel dat de activiteit als geometrische object moet gemodelleerd worden. De rekentijd is ook vrij lang.

Voor eenvoudige validaties werd daarom geopteerd om zelf een eenvoudige Monte-Carlosimulator te ontwikkelen waarbij geen interactie met de materie en detector in rekening werd gebracht. Deze simulator gebruikt ook fantomen opgebouwd uit verschillende voxels. Dit is vooral nuttig voor het snel be-



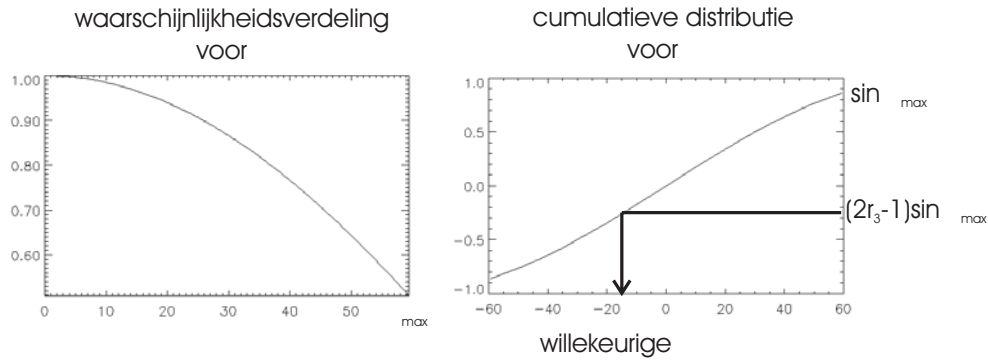
Figuur 2.12: Beeld en cumulatieve distributie van een lijn ($y=64$) van het hoffman-fantom.

komen van datasets zonder metingen. Deze datasets werden dan gebruikt voor het testen van reconstructiealgoritmen en het valideren van correcties voor de geometrische sensitiviteit. We beschrijven deze simulator die we verder geometrische simulator zullen noemen.

2.6.1 Geometrische simulatie van een gammacamera

Bepaling annihilatiepositie

De verdeling van activiteit wordt voorgesteld door voxels ($j : 1 \dots N$) met een waarde n_j die de werkelijke activiteit voorstelt. De eerste stap bij Monte-Carlosimulatie is nu een voxel j te bepalen waar de annihilatie zal gebeuren. De activiteitsverdeling kan beschouwd worden als een waarschijnlijkheidsfunctie: de kans dat een annihilatie zal optreden in een bepaalde voxel is evenredig met de waarde n_j van deze voxel. Om nu verschillende annihilaties



Figuur 2.13: Waarschijnlijkheidsfunctie voor θ , en cumulatieve distributie voor een maximale annihilatiehoek θ_{max} .

te simuleren kan de Cumulatieve Probabiliteitsdichtheid CD gebruikt worden. Die wordt bekomen door de waarschijnlijkheidsfunctie te integreren. In het geval van discrete voxels wordt dit een som:

$$CD_j = \sum_{k=1}^j n_k. \quad (2.4)$$

Nadat de matrix doorlopen is wordt de CD_j in de matrix Q genormaliseerd door te delen door CD_N .

Door een willekeurig getal r_1 te kiezen tussen 0 en 1, en het element CD_j dat net groter is dan r_1 , wordt een voxel waaruit de annihilatie gebeurt gekozen (zie figuur 2.12).

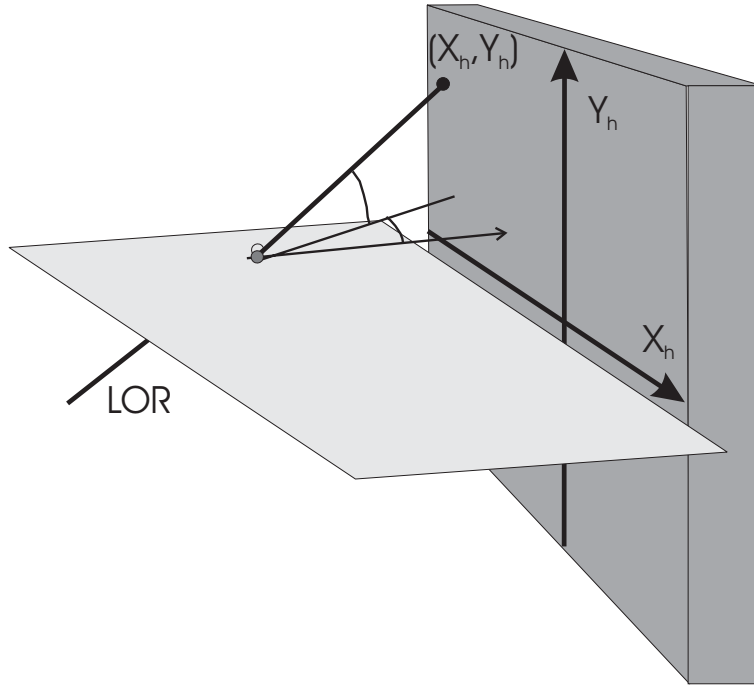
Bepaling emissiehoek

Eénmaal de plaats van annihilatie vastligt, moet een willekeurige transaxiale hoek ϕ en een willekeurige axiale hoek θ gekozen worden. Mogelijke waarschijnlijkheidsfuncties hiervoor zijn

$$Pr(\phi) = \frac{1}{2\pi}, \quad (2.5)$$

$$Pr(\theta) = \cos(\theta)$$

De waarschijnlijkheidsfunctie van ϕ is constant en de transversale hoek wordt dus bepaald door willekeurig een hoek ϕ tussen 0 en 2π te kiezen met behulp van een willekeurig getal r_2 tussen 0 en 1.



Figuur 2.14: Bepaling van de coördinaat Y_h van het LOR-eindpunt op de detector.

Voor de bepaling van de hoek θ geeft de integratie van de $Pr(\theta)$ een cumulatieve dichtheidsfunctie $CD_\theta = \sin \theta$. PET-camera's hebben omwille van hun afmetingen of axiale collimatie een beperkte openingshoek. Om de simulatie te versnellen is het daarom best om de maximale axiale openingshoek van de annihilatie te beperken. Stel dat we een maximale hoek van θ_{max} willen. Door een willekeurig getal r_3 tussen 0 en 1 te kiezen, en dit te vermenigvuldigen met $\sin \theta_{max}$ en de inverse te berekenen bekomen we een willekeurige (cos gewogen) hoek θ tussen 0 en θ_{max} (zie figuur 2.13). Een willekeurige waarde in het domein $-\theta_{max}$ tot θ_{max} wordt gevonden door:

$$\theta = \arcsin((2r_3 - 1) \sin \theta_{max}). \quad (2.6)$$

Dit is de richting dat het eerste foton uitgaat, het tweede foton wordt in de tegenovergestelde richting uitgestuurd: $\phi - \pi$ en $-\theta$.

Geometrische bepaling van detectie

We veronderstellen dat er geen interactie met de materie is, en dat de detector een detectie-efficiëntie van 100 procent heeft. Elk coïncidentiepaar dat beide detectoren geometrisch snijdt zal dus opgeslagen worden als een geldige coïncidentie.

Eerst wordt een camerahoek bepaald. Per gesimuleerde annihilatie wordt de intersectie met het vlak van de detector bepaald. De hoek van elke detector in het absolute assenstelsel noemen we ρ . De intersectie van de LOR met het vlak van detector h , heeft de coördinaten (X_h, Y_h) (zie figuur 2.14).

Als deze intersectie binnen het detectoroppervlak valt:

$$\begin{aligned} \text{als } |X_h| &< \frac{L}{2}, \\ \text{en als } |Y_h| &< \frac{W}{2}, \end{aligned} \tag{2.7}$$

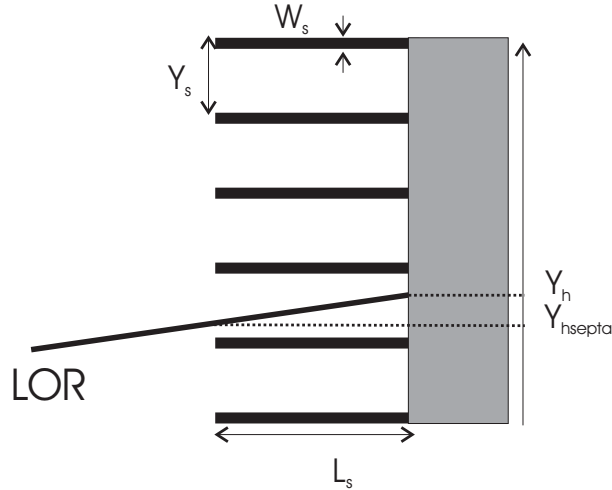
dan wordt dit als een geldige single geregistreerd. Van zodra er twee geldige singles (bij twee verschillende detectoren) geregistreerd zijn voor 1 annihilatie wordt de annihilatie als een gemeten coïncidentie van 511 keV geregistreerd. Deze worden vervolgens in het lijstmodeformaat (zie hoofdstuk 3) weggeschreven. Als invoer van de simulator wordt het aantal gewenste annihilaties gevraagd. Het aantal gedetecteerde coïncidenties geeft dan de geometrische sensitiviteit. De sensitiviteitsverdeling kan bekomen worden door een matrix met dezelfde afmetingen als het te simuleren beeld te gebruiken. Als we telkens een waarde 1 optellen bij de voxel als een annihilatie met oorsprong in die voxel gedetecteerd werd, bekomen we de verdeling.

Axiale collimatie

Vaak wordt bij PET-scanners gebruikgemaakt van axiale collimatie. De collimatoren die hiervoor gebruikt worden, zijn axiale septa. Stel dat de septa gepositioneerd zijn op een afstand δY_s , een dikte W_s hebben en een lengte L_s hebben (zie figuur 2.15). De maximale invalshoek op de detector wordt hierdoor beperkt tot $\theta_{max} = \text{atan} \frac{(\delta Y_s - W_s)}{L_s}$. Dit effect kan op verschillende manieren in de simulator ingebouwd worden.

De eerste eenvoudige benadering gaat uit van septa die elke emissie binnen een maximale axiale acceptantiehoek toelaten. Dit kan zeer eenvoudig gesimuleerd worden door in de simulatie enkel coïncidenties te simuleren tussen $-\theta_{max}$ en θ_{max} .

Een meer geavanceerde benadering houdt rekening met de breedte en lengte van de septa. We benaderen de loden septa hierbij als een materiaal



Figuur 2.15: Coördinaten gebruikt voor de simulatie van axiale septa

dat alle fotonen perfect absorbeert en veronderstellen dat er geen verstrooiing optreedt door de septa.

De Y -coördinaat op het detectorvlak wordt bekomen door de intersectie van de LOR met het detectorvlak. De septa bevinden zich op een afstand L_s voor de detector en de uitdrukking van de Y -coördinaat op het vlak net voor die septa $Y_{hseptal}$ kan gevonden worden door de vergelijking 2.8:

$$Y_{hseptal} = Y_h - L_s \tan \theta. \quad (2.8)$$

Een foton wordt gedetecteerd als aan twee voorwaarden is voldaan. Ten eerste is het noodzakelijk dat ze op beide vlakken (voor de septa en op het detectoroppervlak) tussen dezelfde septa ligt. Hieraan is voldaan als de uitdrukking geldt (de notatie $\lfloor \cdot \rfloor$ stelt de afronding op het geheel getal net onder de waarde voor).

$$\lfloor Y_{hseptal}/\delta Y_s \rfloor = \lfloor Y_h/\delta Y_s \rfloor. \quad (2.9)$$

Bovendien mogen de septa niet geraakt worden. Hieraan is voldaan als aan elk van de twee volgende uitdrukkingen voldaan is :

$$Y_{hseptal}/\delta Y_s - \lfloor Y_{hseptal}/\delta Y_s \rfloor \geq W_s, \quad (2.10)$$

$$Y_h/\delta Y_s - \lfloor Y_h/\delta Y_s \rfloor \geq W_s.$$

De laatste twee uitdrukkingen zorgen ervoor dat de dikte van de septa in rekening wordt gebracht. De invloed van de septa op de sensitiviteitsverdeling zal verder onderzocht worden in hoofdstuk 4.

Willekeurige coïncidenties

Voor het bekomen van willekeurige coïncidenties werd de simulator gewijzigd. Achtereenvolgens worden er twee annihilaties gesimuleerd. Van de LOR die ontstaat door deze annihilatie wordt dan de intersectie van beide uiteinden met de detectoren bepaald. Er wordt willekeurig een keuze gemaakt tussen het eerste of het tweede enkelvoudig foton afkomstig van de eerste annihilatie. Dit wordt ook gedaan voor de tweede annihilatie.

Er worden dus twee enkelvoudige fotonen geselecteerd. Als de beide geselecteerde enkelvoudige fotonen dan op verschillende detectoren zijn gedetecteerd, wordt de annihilatie als een willekeurige coïncidentie opgeslaan.

Verder werden nog een aantal uitbreidingen toegevoegd aan deze simulator om eenvoudige modellen van intrinsiek resolutieverlies en de invloed van de detector op resolutie te implementeren. Dit wordt in hoofdstuk 4 in detail besproken.

Het grote voordeel van deze simulator is dat snel lijstmode data voor verschillende configuraties kunnen bekomen worden. Voor de simulatie van 10 miljoen annihilaties is slechts 400 s rekentijd (op een 450 MHz Pentium III) nodig. Doordat enkel de geometrie in rekening wordt gebracht, wordt een groot deel van deze annihilaties (typisch 20-60 procent) ook geregistreerd als een coïncidentie. In enkele minuten kan dus een voldoende grote dataset gesimuleerd worden.

2.7 Besluit

Dit hoofdstuk geeft een overzicht van het onderzoeksdomein waarin het onderzoek gebeurt. Na een kort overzicht van de medische beeldvorming werd het principe van PET-beeldvorming uitgelegd en zijn we dieper ingegaan op de werking van de gammacamera. Dit is de basis die nodig is voor de volgende hoofdstukken.

De verschillende factoren die een gevolg hebben voor de eigenschappen van het meetsysteem werden overlopen. Daarna werd er specifiek ingegaan op de wijzigingen die op een gammacamera worden aangebracht om de PET-beeldvorming te verbeteren. Aansluitend werden de mogelijkheden en beperkingen van het toestel waarop de metingen gebeurd zijn, overlopen. Finaal

werd uitgelegd hoe de Monte-Carlomethode wordt gebruikt om een vereenvoudigd model van het meetsysteem te implementeren. Deze zelf ontwikkelde simulator zal worden gebruikt om op een snelle manier lijstmode datasets te simuleren.

Hoofdstuk 3

3D reconstructie

3.1 Inleiding

Door reconstructietechnieken probeert men zo accuraat mogelijk de 3D verdeling van de speurstof af te leiden uit de data gemeten door de PET-scanner. De reconstructietechnieken worden meestal in twee klassen opgedeeld.

Ten eerste zijn er de analytische technieken waarvan de meest bekende de gefilterde terugprojectie (Eng:Filtered Backprojection, FBP) methode is. Analytische reconstructietechnieken zijn gebaseerd op analytische oplossingen voor het bepalen van de continue verdeling uit haar projecties. Ze proberen de verdeling in één stap te bepalen uit de metingen. Hierbij worden een aantal veronderstellingen gemaakt. De projecties onder verschillende hoeken moeten consistent zijn: dit wil zeggen dat het totaal aantal gemeten fotonen per projectie even groot is. Hieraan is niet voldaan door poissonruis en door ruis van het meetstelsel. Het beperkt aantal projecties zorgt ervoor dat streepartefacten in de reconstructies optreden. Verder wordt ervan uitgegaan dat de metingen onder een bepaalde hoek projecties van het object zijn. Dit is echter niet zo en om gebruik te maken van deze technieken is het dus nodig dat de gemeten data eerst gecorrigeerd worden voor beelddegraderende effecten zodat ze zo goed mogelijk projecties benaderen.

Ten tweede zijn er de iteratieve technieken die er rekening mee kunnen houden dat de data in discrete bins wordt opgemeten en in een discreet rooster moet gereconstrueerd worden. Daarnaast bevatten ze vaak een statistisch model van het radioactief proces. Beelddegraderende effecten kunnen geïncorporeerd worden in de reconstructie, zodat niet meer vereist is dat de gemeten data correcte projecties zijn van de verdeling. Deze methoden proberen een aanvaardbare verdeling te bekomen door het beeld in verschillende iteraties te verbeteren. Het meest bekende iteratief algoritme is het ML-EM-algoritme

(Eng:Maximum Likelihood Expectation Maximization).

De notatie nodig voor de verschillende reconstructietechnieken wordt in het volgende deel geïntroduceerd. Dit doen we voor het geval van een opname in 3D, wat wil zeggen dat er naast parallelle projecties ook gekantelde (Eng:oblique) projecties gebruikt worden. De 3D formulering wordt beschreven omdat de meeste PET-opnamen tegenwoordig gebeuren in 3D. Hiervoor gebruiken we dezelfde notatie als in het standaardwerk [33]. Eerst bespreken we hoe de projecties van het object bekomen worden, daarna beschrijven we de analytische reconstructie uitgaande van correcte projecties. Door geometrische beperkingen van de camera zijn de gemeten data echter geen volledige projecties. Om dit probleem op te lossen bestaan er twee mogelijke oplossingen. De herleidingstechnieken leiden de 2D data af uit de gemeten (onvolledige) 3D data. De verschillende types herleidingstechnieken worden besproken. Daarnaast is het ook mogelijk om de ontbrekende data te gaan bepalen door schattingen. Deze vervolledigingstechnieken worden ook kort beschreven. Voor de iteratieve technieken wordt een algemene notatie gebruikt die zowel voor 2D als 3D reconstructie bruikbaar is.

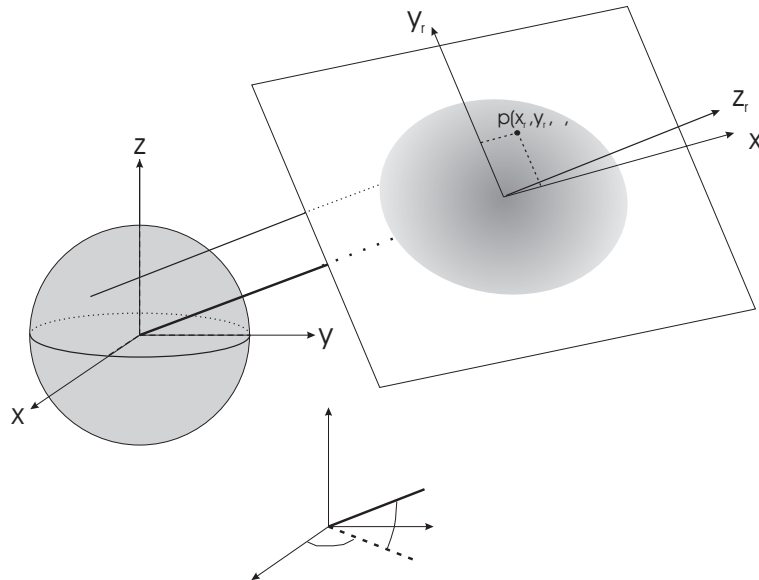
3.1.1 Projecties van een 3D object

Stel dat we een 3D object (in een assenstelsel met assen x, y en z) hebben dat gegeven wordt door de functie $f(x, y, z)$. In figuur 3.1 is dit object de bol rond de oorsprong. Om de projectie volgens een oriëntatie ϕ en θ (zie figuur 3.1) te bepalen, wordt gebruikgemaakt van het assenstelsel (x_r, y_r, z_r) , dat geroteerd is ten opzichte van het assenstelsel (x, y, z) met een hoek ϕ rond de z -as en een hoek θ ten opzichte van het xy -vlak (vergelijking 3.1);

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin \phi & -\cos \phi \sin \theta & \cos \phi \cos \theta \\ \cos \phi & -\sin \phi \sin \theta & \sin \phi \cos \theta \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_r \\ y_r \\ z_r \end{pmatrix}. \quad (3.1)$$

De projecties (figuur 3.1) van dit object zijn de lijnintegralen $p(x_r, y_r, \phi, \theta)$ doorheen het object. Een projectie met oriëntatie ϕ en θ is samengesteld uit alle lijnintegralen volgens een hoek ϕ en θ . De vierdimensionale projecties (zie figuur 3.1) worden dus gegeven door:

$$p(x_r, y_r, \phi, \theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y, z) dz_r. \quad (3.2)$$



Figuur 3.1: Projectie van een object op een vlak met oriëntatie volgens de hoeken ϕ en θ .

3.2 Analytische reconstructie

De bedoeling van reconstructie is om uit deze projecties de verdeling $f(x, y, z)$ te bepalen. Eerst zullen we overlopen hoe dit kan gedaan worden met analytische methoden.

3.2.1 Centrale-snedetheorema en 3D FBP

Dit deel beschrijft hoe de 3D verdeling kan berekend worden uit een set van volledige 2D projecties. Een projectie onder een hoek ϕ en θ noemen we volledig als ze gekend is voor alle x_r en y_r [33].

Stel dat we een set van projecties hebben met ϕ tussen 0 en π en $|\theta| \leq \Theta$. De volledigheid van de projectieset wil zeggen dat de $p(x_r, y_r, \phi, \theta)$ gekend zijn voor alle ϕ tussen 0 en π , voor alle x_r en y_r en dit voor alle $|\theta| \leq \Theta$. Voor de bepaling van het object uit de projecties maakt men gebruik van het fourierdomein.

De 2D fouriertransformatie (volgens de coördinaten x_r en y_r) van de projecties $p(x_r, y_r, \phi, \theta)$ onder een bepaalde hoek is:

$$P(v_{xr}, v_{yr}, \phi, \theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} p(x_r, y_r, \phi, \theta) e^{-2\pi j(x_r v_{xr} + y_r v_{yr})} dx_r dy_r. \quad (3.3)$$

Substitutie van vergelijking 3.2 in deze fouriertransformatie geeft:

$$P(v_{xr}, v_{yr}, \phi, \theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y, z) e^{-2\pi j(x_r v_{xr} + y_r v_{yr})} dz dx dy. \quad (3.4)$$

De 3D fouriertransformatie van het object $f(x, y, z)$ is,

$$F(v_x, v_y, v_z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y, z) e^{-2\pi j(xv_x + yv_y + zv_z)} dz dy dx. \quad (3.5)$$

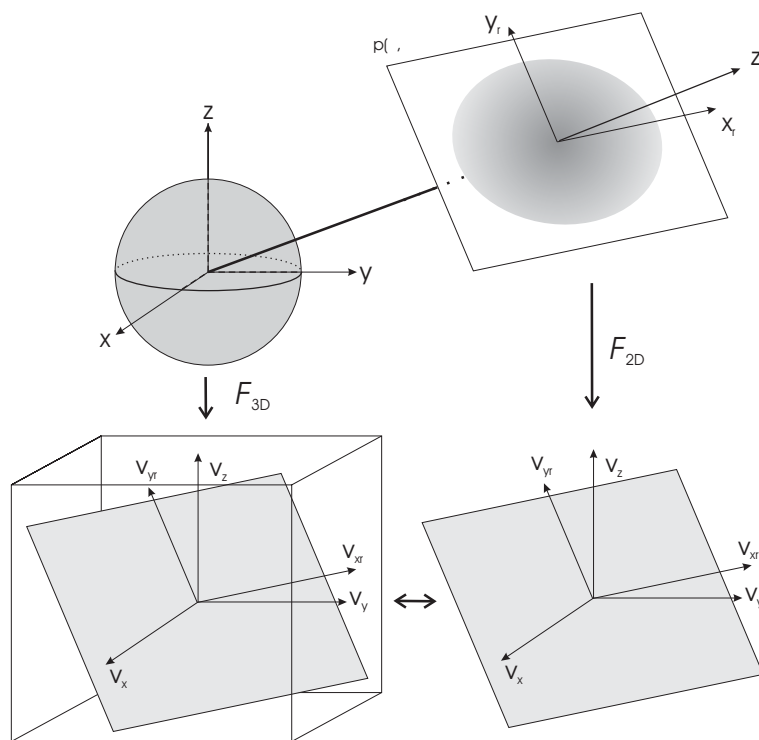
In figuur 3.2 worden deze bewerkingen weergegeven. Uit deze figuur en de vergelijkingen volgt dat de fouriertransformatie van het object in het vlak $v_{zr} = 0$ gelijk is aan de fouriertransformatie van de projectie (volgens de richting bepaald door hoeken ϕ en θ):

$$F(v_x, v_y, v_z) |_{v_{zr}=0} = P(v_{xr}, v_{yr}, \phi, \theta). \quad (3.6)$$

Het verband tussen (v_{xr}, v_{yr}, v_{zr}) en (v_x, v_y, v_z) wordt gegeven door dezelfde transformatie als in vergelijking 3.1. Deze vergelijking 3.6 staat bekend als het centrale-snedetheorema.

Deze vergelijking kan gebruikt worden om de verdeling af te leiden uit de volledige projecties. Een volledige projectie met een oriëntatie volgens (ϕ, θ) laat dus toe om de fouriertransformatie van de 3D verdeling op een vlak doorheen de oorsprong en loodrecht op $\bar{z}_r(\phi, \theta)$ te kennen.

Hierbij moet wel rekening gehouden worden met het feit dat het aantal projecties dat bijdraagt tot een bepaalde frequentie niet gelijk is voor elke frequentie. Orlov [34] heeft om dit te verduidelijken een nieuwe voorstellingswijze geïntroduceerd. Een volledige projectie wordt voorgesteld door de locatie van het eindpunt van de eenheidsvector $\bar{z}_r(\phi, \theta)$ (zie figuur 3.3) op de eenheidsbol. Stel dat we een opname van een object hebben waarbij alle projecties voor een transaxiale hoek $\phi = 0, \dots, 2\pi$ en een axiale hoek $\theta = -\theta_{max}, \dots, +\theta_{max}$ volledig zijn. De ganse set projecties wordt dan voor deze opnames weergegeven



Figuur 3.2: Centrale-snedetheorema: de 3D fouriertransformatie van het object en de 2D fouriertransformatie van de verschillende projecties zijn equivalent.

door de zone Ω op de eenheidsbol (figuur 3.3). In de verdere bespreking zullen we deze bol de orlofbol noemen.

Stel dat we een bepaalde frequentie (v_x, v_y, v_z) van F willen bepalen uit deze projecties. Uit het centrale-snedetheorema volgt dat een volledige projectie met een oriëntatie volgens (ϕ, θ) toelaat om de fouriertransformatie van de 3D verdeling op een vlak doorheen de oorsprong en loodrecht op $\bar{z}_r(\phi, \theta)$ te kennen. Hieruit volgt dat tot een bepaalde frequentie $\bar{v} = (v_x, v_y, v_z)$ van F enkel die projecties bijdragen met een oriëntatie $\bar{z}_r(\phi, \theta)$ die loodrecht staan op de verbinding tussen de oorsprong en de frequentie $\bar{v} = (v_x, v_y, v_z)$. Dit kan wiskundig worden uitgedrukt met het scalair product:

$$\bar{v} \cdot \bar{z}_r = 0. \quad (3.7)$$

Dit kan duidelijk voorgesteld worden op de orlofbol. De projecties die loodrecht staan op een bepaalde frequentie \bar{v} worden gegeven door de cirkel loodrecht op de verbindingslijn naar \bar{v} . Het is niet altijd zo dat alle projecties $\bar{z}_r(\phi, \theta)$ bepaald door deze cirkel behoren tot de projectieset. Enkel die in de zone Ω zijn gemeten. De lengte van intersectie (en dus het aantal projecties) van de cirkel met de zone Ω is dus afhankelijk van de frequentie die bepaald moet worden.

Doordat de gemeten data ruis bevatten zal de schatting van $F(v_x, v_y, v_z)$ door vergelijking 3.6 niet het juiste resultaat geven. Daarom wordt het beste resultaat bekomen door uit te middelen over de verschillende projecties en te corrigeren voor het verschillend aantal bijdragen tot een bepaalde frequentie. Dit wordt bekomen door het bepalen van de functie $H(\bar{v}, \bar{z}_r)$ uit een vergelijking van de vorm:

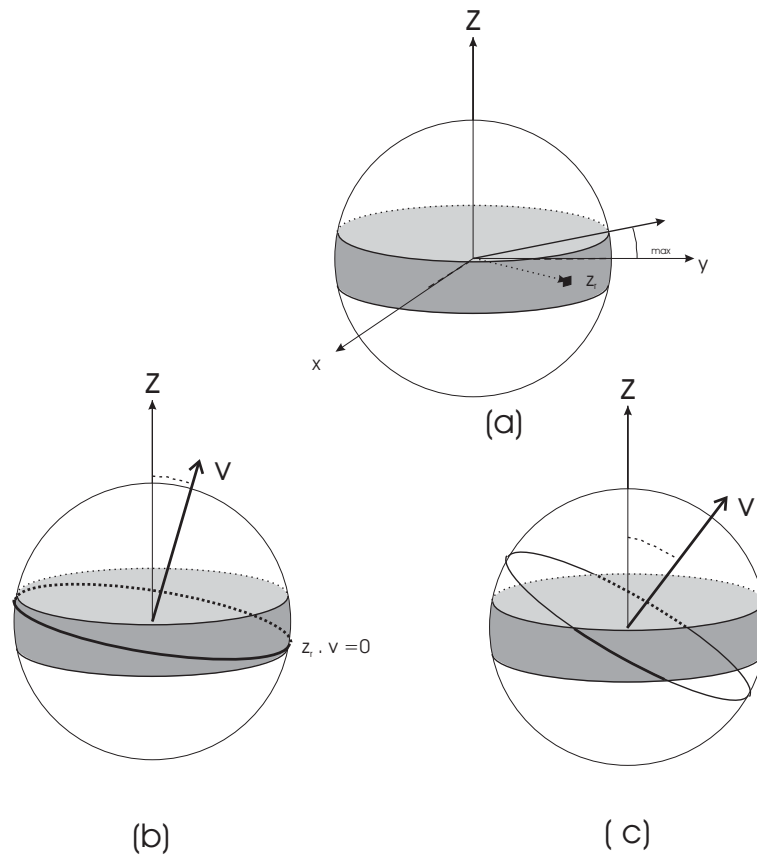
$$F(\bar{v}) = \int_{\bar{z}_r \in \Omega} H^{-1}(\bar{v}, \bar{z}_r) P(v_{xr}, v_{yr}, \phi, \theta) \delta(\bar{v} \cdot \bar{z}_r) dz_r. \quad (3.8)$$

De functie $\delta(\bar{v} \cdot \bar{z}_r)$ is een Dirac deltafunctie en selecteert de projecties \bar{z}_r die loodrecht staan op de frequentie \bar{v} . Voor een verdere afleiding van deze functie $H(\bar{v}, \bar{z}_r)$ verwijzen we naar het standaardwerk.

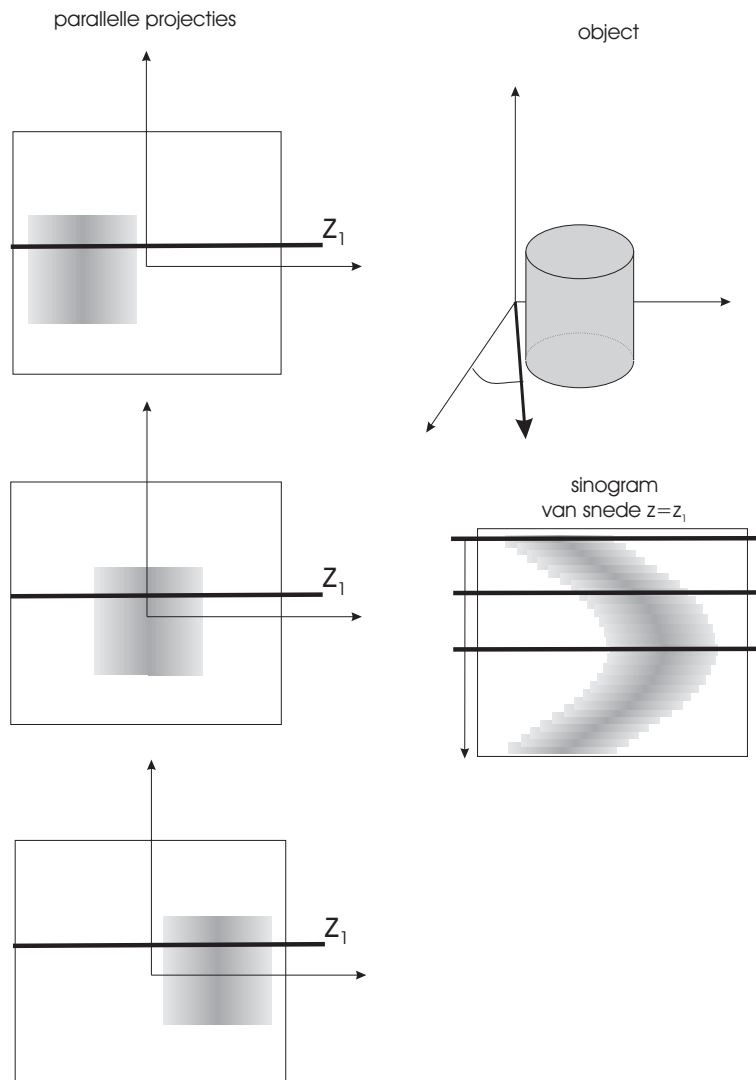
Deze methode heeft het nadeel dat een rekenintensieve interpolatie nodig is omdat de fouriergetransformeerde van de projectie niet in een rechthoekig rooster wordt bekomen.

Daarom wordt meestal gebruikgemaakt van 3D gefilterde terugprojectie (3D FBP). Hierbij worden de projecties eerst gefilterd. Dit kan zowel worden gedaan in het spatiale domein als in het frequentiedomein. Vervolgens wordt de gefilterde projectie teruggeprojecteerd in de beeldmatrix.

Deze reconstructietechnieken gaan ervan uit dat de gemeten projecties volledig gekend zijn. Hieraan is in de praktijk echter niet voldaan en daarom zijn bijkomende bewerkingen op de gemeten data nodig.



Figuur 3.3: (a). Voorstelling van complete projectie (met oriëntatie volgens hoek ϕ en θ) door een vector \bar{z}_r met eindpunt op de éénheidsbol; de grijze zone Ω is de verzameling van alle gemeten projecties. (b). De zwarte lijn stelt de projecties voor die bijdragen tot de frequentie \bar{v} ; in dit geval behoren alle mogelijke projecties tot de grijze zone Ω en zijn dus gemeten. (c). Een beperkt gedeelte van de projecties behoort tot de gemeten projecties Ω en enkel deze projecties dragen dus bij tot deze frequentie.



Figuur 3.4: Overgang tussen projecties en sinogrammen.

3.3 Herleidings- en vervolledigingstechnieken

Naast het projectieformaat waarbij de data worden geordend volgens hun hoeken wordt ook vaak de notatie met sinogrammen $s(x_r, \phi; y_r, \theta)$ gebruikt die geordend zijn volgens de twee andere coördinaten. De projecties of sinogrammen worden dus in vlakken met als parameters de eerste 2 coördinaten weergegeven en deze vlakken worden geordend volgens de laatste 2 coördinaten. De overgang tussen beide formaten wordt weergegeven in figuur 3.4.

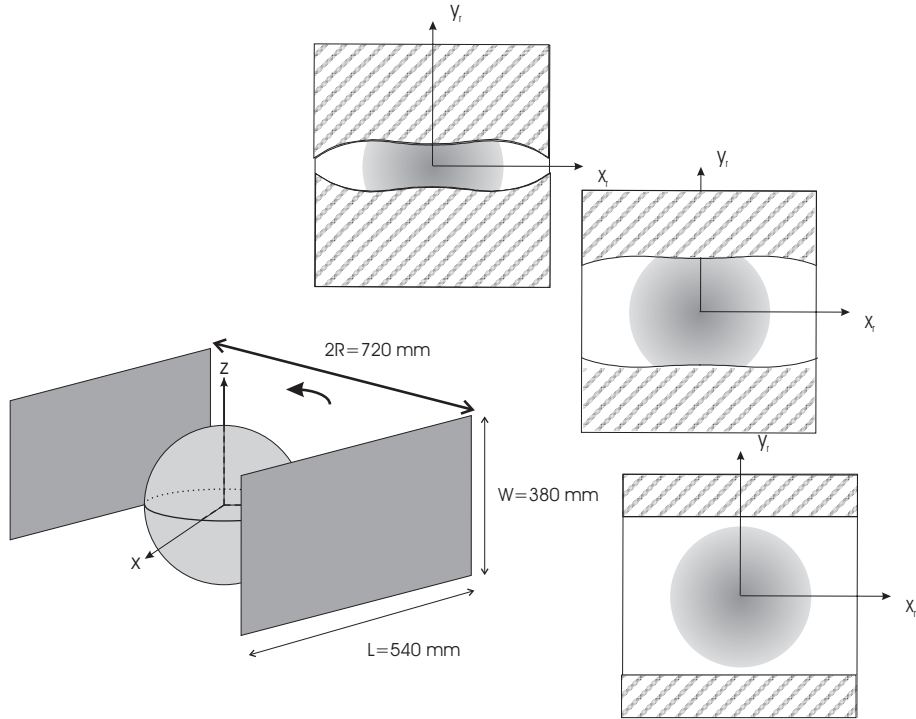
3.3.1 Complete, overtollige en getrunceerde projectiesets

Stel dat we enkel de parallelle projecties met $\theta = 0$ hebben gemeten. De zone Ω (zie figuur 3.3.a) wordt dan een cirkel (met straal 1 en met als middelpunt de oorsprong van het assenstelsel) in het vlak $z = 0$. De bijdrage tot een bepaalde frequentie \bar{v} zijn de projecties met orientatie \bar{z}_r waarvoor geldt dat het scalair product $\bar{v} \cdot \bar{z}_r = 0$. Dit wordt grafisch voorgesteld door de intersectie van de volle lijn met de zone Ω . Doordat de zone Ω slechts een cirkel is, zal er slechts één punt behoren tot deze intersectie. Er is dus in dit geval (opname met enkel parallelle projecties) slechts één projectie die bijdraagt tot een bepaalde frequentie. Dit betekent dat een opname met enkel (perfecte) parallelle projecties voldoende is om het 3D beeld te reconstrueren. Dit wordt een complete projectieset genoemd.

Orlov [34] heeft aangetoond dat elke projectieset Ω compleet is als de voorstelling van de projectieset op de eenheidsbol (3.3) elke mogelijke grote (dus met de straal van de eenheidsbol) cirkel op de eenheidsbol doorkruist. Extra gemeten projecties (bvb. onder een hoek $\theta \neq 0$) zijn dus overtollige data in het geval van perfecte projecties, maar zijn echter wel nuttig om de signaalruisverhouding bij gemeten data te verbeteren.

In PET is een getrunceerde projectie een projectie p met een bepaalde ϕ en θ die slechts gekend is voor een gedeelte van de x_r of y_r . Deze truncatie wordt veroorzaakt door de beperkte axiale breedte W van de camera. Voor een cilindrische camera of een vlakke camera is de truncatie verschillend. Voor een vlakke camera (met breedte W , lengte L en straal R) met 180° hoek tussen 2 detectoren zijn de projecties onvolledig in de y_r -richting. Voor een gekantelde projectie met een hoek θ kan enkel een bepaald bereik van y_r bemeten worden [35]. De zone die in een gekantelde projectie met hoek θ bemeten wordt, is gegeven door:

$$y_r^{max} = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{W}{2} \cos \theta - \sin \theta \sqrt{R^2 - x_r^2} & \text{als } |x_r| < x_{r_{lim}} \\ \frac{W}{2} \cos \theta - \sin |\theta| \frac{(2R)^2 + 4x_r^2 \sqrt{(2R)^2 + L^2 - 4x_r^2}}{(2R)^2 - 4x_r^2} & \text{als } |x_r| \geq x_{r_{lim}} \end{array} \right\},$$



Figuur 3.5: Truncatie van de verschillende projecties ($\theta = 0^\circ$, 10° en 20°) van een bol door beperkte afmetingen van de tweekopsgamma-camera.

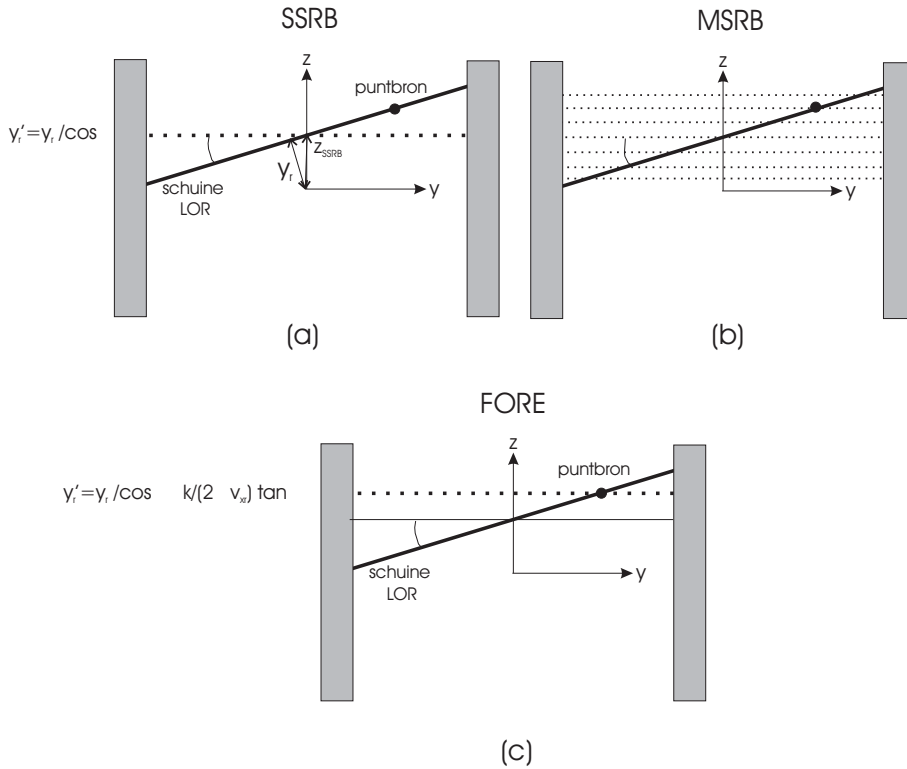
met

$$x_{r\lim} = \frac{LR}{\sqrt{4(2R)^2 + L^2}}. \quad (3.9)$$

Deze zones worden weergegeven in figuur 3.5 voor projecties met verschillende θ . De configuratie was een tweekopsconfiguratie met vlakke detectoren zoals afgebeeld in figuur 3.5.

Deze truncatie zorgt ervoor dat niet zomaar het 3D FBP algoritme kan gebruikt worden omdat hiervoor niet-getrunceerde projecties nodig zijn. Men zou kunnen overwegen enkel de parallelle projecties te gebruiken, maar omdat er ruis op de metingen zit, is het beter de overtollige data toch te gebruiken om de signaalruisverhouding te verbeteren.

Er worden hiervoor verschillende technieken gebruikt. Herleidingstechnieken gaan de gekantelde projecties herleiden tot parallelle projecties met $\theta = 0$, waarna 2D reconstructie kan gebruikt worden. Dit heeft het voordeel dat de data-opslag beperkt blijft en dat de reconstructie sneller kan worden



Figuur 3.6: Verschillende herleidingstechnieken voor de schuine LOR's.

uitgevoerd. Het nadeel is dat men een afweging moet maken tussen de sensitiviteit (het aantal geïncludeerde coincidenties) en de vereiste resolutie. Vervolledigingstechnieken gaan de ontbrekende data afleiden uit de gemeten data, waarna 3D reconstructie gebruikt wordt. We bespreken eerst de verschillende herleidingstechnieken met hun voor- en nadelen.

3.3.2 Herleidingstechnieken

Herleiding tot één snede

Deze technieken proberen de 4D projecties $p(x_r, y_r, \phi, \theta)$ te herleiden tot 3D projecties $p(x_r, y_r, \phi)$. Single Slice ReBinning (SSRB) [36] kent de gemeten LOR's met een hoek θ toe aan de snede $y'_r = \frac{y_r}{\cos \theta}$.

$$p(x_r, \phi, \frac{y_r}{\cos \theta}) \sim p(x_r, \phi, y_r, \theta). \tag{3.10}$$

Dit is nagenoeg correct als de annihilatie dicht bij de centrale as gebeurt, maar geeft een axiale uitsmering voor punten weg van de centrale as. Voor kleine waarden van θ is deze uitsmering beperkt maar voor grote waarden is axiale deconvolutie nodig [36]. In de praktijk wordt dit niet gedaan en worden enkel de data met een kleine θ (tussen 6 en 12°) gebruikt voor de herleiding tot 3D projecties.

Herleiding tot meerdere sneden

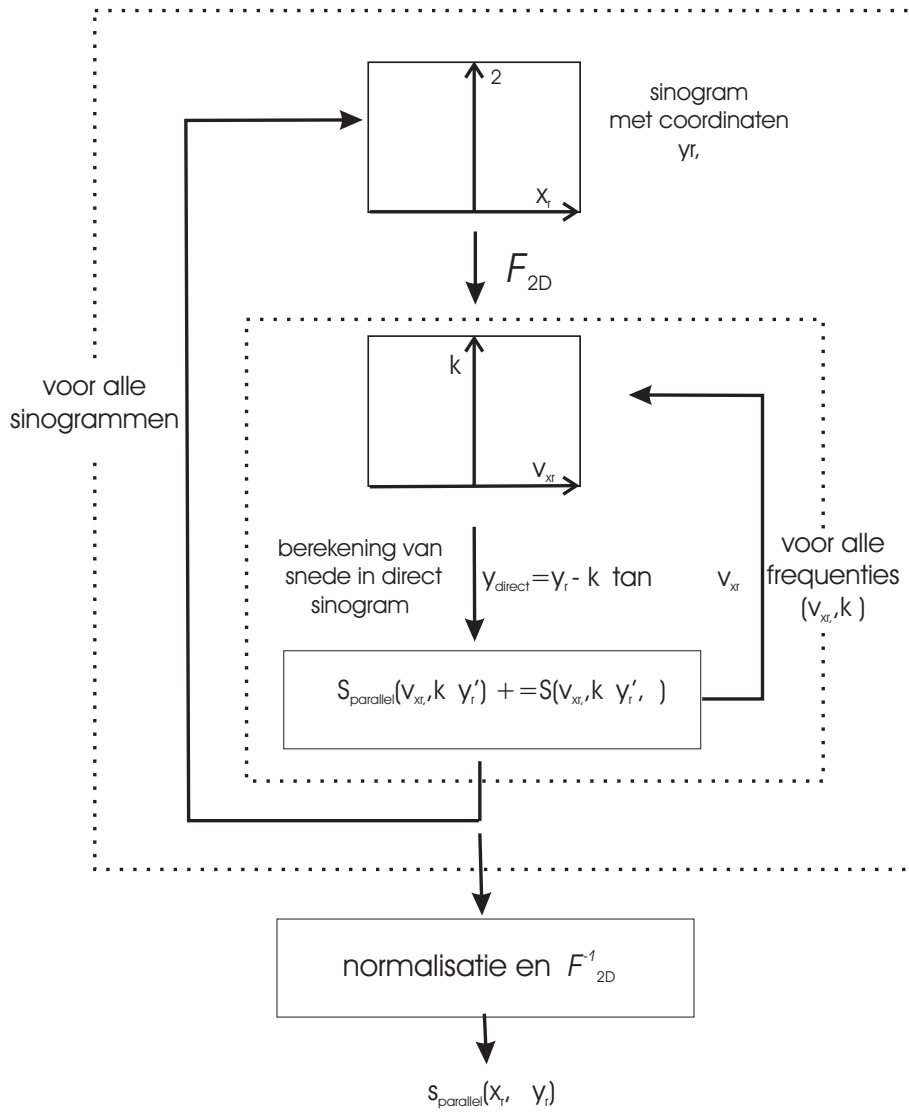
De herleiding tot verschillende sneden (Multi-Slice ReBinning, MSRB) [37] gebeurt in een drietal stappen. Eerst wordt de gemeten coïncidentie verdeeld over de verschillende 2D sinogrammen van de sneden die de coïncidentie doorkruist. Dan worden deze data gebruikt om voor elke snede een 2D reconstructie uit te voeren. Het bekomen beeld zal sterk uitgesmeerd zijn in de axiale richting; de mate van uitsmering is ook afhankelijk van de axiale positie. De uiteindelijke reconstructie wordt dan bekomen door een positieafhankelijke filtering in de axiale richting uit te voeren.

Herleiding in het fourierdomein

Deze methode is gebaseerd op de frequentie-afstandrelatie [38]. Net als bij SSRB en MSRB is de bedoeling om de 4D projecties $p(x_r, y_r, \phi, \theta)$ te herleiden tot enkel parallelle projecties $p(x_r, y_r, \phi)$. We bespreken hier enkel het principe van FORE (Eng:FOurier REbinning) en gaan niet in op de afleiding of details over de implementatie. Hiervoor verwijzen we naar [39]. Deze methode maakt gebruik van de notatie met sinogrammen, die zoals weergegeven in figuur 3.4, equivalent zijn met projecties.

Om de herleide sinogrammen te bekomen (zie figuur 3.7), neemt men voor elk gekanteld sinogram de 2D fouriertransformatie volgens de coördinaten x_r en ϕ . Voor elke frequentie gaat men dan het vlak y_r' berekenen, en bij de fouriertransformatie van het parallel sinogram $S_{direct}(v_{xr}, k, y_{direct})$ gaat men de waarde van $S(v_{xr}, k, y_r, \theta)$ optellen. Nadat alle sinogrammen doorlopen zijn moeten de frequenties genormaliseerd worden om het verschillend aantal bijdragen tot de frequenties in rekening te brengen. Na het nemen van de inverse fouriertransformatie bekomt men een 3D sinogram $s_{direct}(x_r, \phi, y_r)$. Dit sinogram kan dan snede per snede gereconstrueerd worden met 2D reconstructietechnieken.

De technieken SSRB en MSRB hebben het voordeel dat ze zeer snel zijn en tijdens de acquisitie kunnen uitgevoerd worden. De FORE-techniek [39] kan dit niet doordat de volledige projecties nodig zijn om de fouriertransformatie uit te voeren. Anderzijds is deze techniek wel nauwkeuriger en kan ook data



Figuur 3.7: Verschillende stappen in herleiding met FORE.

met een grotere θ van een 3D acquisitie gebruikt worden. FORE zoals hier beschreven is slechts een eerste-ordebenadering van de exacte herleiding in het fourierdomein, het FOREX [40] (EXact Fourier Rebinning) algoritme. FORE wordt gebruikt omdat het veel sneller is en toch nog vrij accuraat.

3.3.3 Vervolledigingstechnieken

3D RP

Zoals eerder getoond zijn de gemeten projecties waarvan $\theta \neq 0$ niet volledig voor objecten die de volledige axiale lengte van de camera innemen. Hoe groter θ wordt, hoe meer truncatie er optreedt (figuur 3.5). Als hiervoor niet zou gecorrigeerd worden en deze data zouden gebruikt worden voor 3D FBP dan zouden er artefacten optreden. Deze artefacten kunnen niet na reconstructie gecorrigeerd worden door het niet-lokale karakter van 2D en 3D reconstructie.

In 3D herprojectie (Eng: 3D ReProjection, 3D RP) worden de ontbrekende delen van de projecties bekomen door deze te schatten uit de metingen [41]. Zoals eerder vermeld zijn de projecties $p(x_r, y_r, \phi, \theta = 0)$ voldoende om een eerste schatting f_{2DFBP} van het 3D object $f(x, y, z)$ te bepalen. Dit wordt gedaan door 2D FBP te gebruiken als reconstructiemethode.

$$p(x_r, y_r, \phi, \theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_{2DFBP}(x, y, z) dz_r. \quad (3.11)$$

Van het bekomen object $f_{2DFBP}(x, y, z)$ kunnen dan de ontbrekende delen van de projecties voor elke ϕ tussen 0 en π en voor alle $|\theta| \leq \Theta$ berekend worden door een voorwaartse projectie (vergelijking 3.11) van het object. De coördinaten zijn dezelfde als in vergelijking 3.1.

De gemeten projecties vormen nu samen met de berekende voorwaartse projecties een projectieset die volledig is voor alle ϕ tussen 0 en π en voor alle $|\theta| \leq \Theta$. Hierop kan dan 3D FBP toegepast worden om een nieuwe schatting f_{3DFBP} van het beeld te bekomen. Doordat de gemeten data geen consistente projecties zijn zal deze schatting een kleinere variantie hebben dan de f_{2DFBP} .

Andere technieken die het probleem van onvolledige projecties oplossen zijn de angulaire beperkingstechniek (Eng: Angular constraint) [42] en de sub-regiomethode (Eng: sub-region) [43]. Op deze technieken gaan we niet verder in.

3.4 Iteratieve reconstructietechnieken

De analytische methoden hebben verschillende voordelen: ze zijn eenvoudig en snel, de methode duurt altijd even lang en de enige parameter die moet ingesteld worden is het type filter. Ze gaan wel uit van de veronderstelling dat de data perfecte, continue en complete projecties zijn. Hieraan is in de praktijk echter niet voldaan.

Naast de analytische reconstructietechnieken bestaan er ook iteratieve technieken die het beeld schatten door het herhaaldelijk te verbeteren. Het voordeel is dat ze niet gebaseerd zijn op een inversie; enkel een voorwaarts model van de meting is nodig. Het aantal verschillende technieken is vrij groot; de beschrijving zal daarom eerder algemeen zijn.

Een iteratief reconstructiealgoritme wordt bepaald door verschillende componenten [44].

1. Een eindige voorstelling van het beeld door basisfuncties. Meestal zijn deze basisfuncties voxels. Andere mogelijkheden zijn blobs [45] of gaussische basisfuncties. Daarom zullen we het beeld $f(x, y, z)$ vanaf nu voorstellen door $f_d = f_j | j = 1, \dots, N$ met n het aantal voxels in het beeld. Ook de gemeten data zullen discreet worden voorgesteld: $p_d = p_i | i = 1, \dots, M$.

2. Het meetmodel: dit stelt het verband $A = a_{ij}$ voor tussen de gemeten data en een discrete voorstelling van het beeld: $p_d = Af_d$. Deze matrix wordt de systeemmatrix of soms ook wel de projectiematrix genoemd. Dit is een verwarrende naam omdat het helemaal niet noodzakelijk is dat deze matrix een projectie voorstelt.

3. Het ruismodel: is een model voor de verdeling van de data rond hun verwachtingswaarde.

4. Een kostfunctie: is een maat voor het verschil van de verwachte meetdata (horend bij deze schatting) en de gemeten data. Hierbij kan rekening gehouden worden met verwachte (a priori) eigenschappen van het beeld. Door deze functie te minimaliseren kan het beeld gereconstrueerd worden.

5. De iteratiemethode: uit de minimalisatie van de kostfunctie wordt afgeleid hoe het beeld moet vernieuwd worden om beter overeen te komen met de gemeten data.

Omdat deze methoden vertrekken van een discrete voorstelling van het beeld en van de projectiedata worden ze ook wel discrete reconstructietechnieken genoemd. De iteratieve algoritmen worden meestal in twee groepen opgedeeld. De eerste groep zijn de conventionele algebraïsche methoden die proberen het beeld uit de gemeten data af te leiden zonder gebruik te maken van een statistisch model. Voorbeelden zijn de ART-techniek (Eng: Algebraic Reconstruction Technique) [46, 47] en de SIRT-techniek (Eng: Simultaneous

Iterative Reconstruction Technique) [48] en de ILST-techniek (Eng: Iterative Least Squares Technique) [49].

De tweede groep maakt wel gebruik van een statistisch model. Er wordt een statistisch model gebruikt om het meetproces te modelleren. Hiervan wordt een kostfunctie en een iteratiemethode afgeleid. Binnen deze groep zijn er nog een aantal algoritmen die gebruikmaken van a-priori kennis over het beeld. Dit kan informatie zijn over de gladheid van het beeld of over de bestaande randen,... . Eén van de meest bekende algoritmen is het MRP-algoritme (Eng: Median Root Prior) [50] dat vereist dat een voxel de waarde aanneemt die dichtbij de mediaan van een bepaalde omgeving van voxels ligt. Dit algoritme zorgt voor een goede bewaring van de randen zonder een sterke toename van de ruis.

Er zijn nog verschillende voordelen verbonden aan deze technieken. Het gebruik van een ruismodel levert vooral voordeel op bij studies met een laag aantal tellen. Verschillende correcties (attenuatie, resolutie, verstrooiing) kunnen geïncorporeerd worden in de reconstructie.

Een nadeel is dat de reconstructietijd sterk oploopt. Eén iteratie duurt ongeveer even lang als het FBP-algoritme doordat een voorwaartse- en terugprojectie moet uitgevoerd worden. Voor een voldoende convergentie moeten meerdere iteraties uitgevoerd worden. Het gebruik van versnellingsstechnieken en de snelle toename in rekensnelheid van de computers zorgt ervoor dat de rekentijd voor iteratieve reconstructie minder belangrijk is dan vroeger. Een bijkomend nadeel is het feit dat bij niet-geregulariseerde methodes de ruis in de reconstructie sterk toeneemt met het aantal iteraties. Dit kan beperkt worden door een filtering uit te voeren na of tijdens de reconstructie, of door een stopcriterium te gebruiken. Een andere mogelijkheid is een geregulariseerd reconstructie algoritme te gebruiken zodat de incorporatie van ruis in de beelden beperkt blijft.

3.4.1 Maximum likelihood expectation maximization

Het meest gebruikte algoritme is het ML-EM-algoritme. Shepp en Vardi [51, 52] hebben uitgaande van de poissonstatistiek van het radioactief verval een iteratief reconstructiealgoritme afgeleid.

Dit algoritme is gebaseerd op bayesiaanse waarschijnlijkheidsregels. Als we veronderstellen dat de reconstructie F berekend is uit de meting P , dan kan de waarschijnlijkheid dat de meting en de reconstructie de werkelijke zijn geschreven worden als :

$$Pr(F|P)Pr(P) = Pr(P|F)Pr(F). \quad (3.12)$$

Dit leidt tot de regel van Bayes

$$\Pr(F|P) = \frac{\Pr(P|F)\Pr(F)}{\Pr(P)}. \quad (3.13)$$

$\Pr(P|F)$ geeft de waarschijnlijkheid om een meting P te bekomen als de werkelijke verdeling F is. De waarschijnlijkheid $\Pr(P)$ is de a priori waarschijnlijkheid op een bepaalde meting. De functie $\Pr(F)$ is de a priori waarschijnlijkheid dat een bepaald beeld voorkomt zonder rekening te houden met de meting. Het is niet eenvoudig om hier een uitdrukking voor af te leiden en meestal wordt dan ook verondersteld dat alle beelden a priori even waarschijnlijk zijn. Dus komt een maximalisatie van $\Pr(F|P)$ overeen met een maximalisatie van $\Pr(P|F)$, de waarschijnlijkheid op een meting P gegeven de exacte speurstofverdeling F . Stel dat we het meetmodel A kennen dan is de verwachte waarde r in de projectiebin i gelijk aan

$$r_i = \sum_{j=1}^N a_{ij} f_j. \quad (3.14)$$

Dit model zal verder worden uitgebreid met een additieve term voor de ongewilde coïncidentie (zie vergelijking 5.6). In werkelijkheid meten we niet de waarde r_i maar de waarde p_i . Deze data zijn poissonverdeeld rond het gemiddelde. Daarom is de waarschijnlijkheid op een meting p_i als er r_i verwacht werden gelijk aan

$$\Pr(p_i|r_i) = \exp(-r_i) \frac{r_i^{p_i}}{p_i!}. \quad (3.15)$$

De gemeten fotonen zijn onafhankelijk van elkaar en de totale waarschijnlijkheid is daarom het product van de individuele waarschijnlijkheden

$$\Pr(P|F) = \prod_i \exp(-r_i) \frac{r_i^{p_i}}{p_i!}. \quad (3.16)$$

De maximalisatie van deze uitdrukking komt overeen met een maximalisatie van het logaritme van deze uitdrukking, wat eenvoudiger uit te voeren is omdat de exponentiële functie dan wegvalt. Deze functie noemen we de log-likelihood functie:

$$L(P|F) = \sum_i (p_i \ln r_i - r_i - \ln p_i!). \quad (3.17)$$

De projectiedata zijn een vast gegeven en daarom kan men de laatste term laten vallen bij maximalisatie. De maximalisatie kan op verschillende manieren bekomen worden. Het Expectation-Maximization algoritme biedt een

gegarandeerde convergentie. Op de afleiding [52, 53] gaan we hier niet verder in.

Het bekomen algoritme is:

$$f_j^{(k+1)} = \frac{f_j^{(k)}}{\sum_{i=1}^M a_{ij}} \sum_{i=1}^M a_{ij} \frac{p_i}{\sum_{j'=1}^N a_{ij'} f_{j'}^{(k)}}. \quad (3.18)$$

De term in de noemer $\sum_{j'=1}^N a_{ij'} f_{j'}^{(k)}$ is de voorwaartse projectie van de vorige schatting $f^{(k)}$ in de projectiebin i . De verhouding van de gemeten waarde p_i met deze schatting wordt teruggeprojecteerd voor elke projectiebin. Deze waarde wordt eerst genormaliseerd en wordt uiteindelijk vermenigvuldigd met de vorige schatting om de nieuwe schatting op te leveren. Als de projectie van de vorige schatting hoger was dan de gemeten waarde dan zal de verhouding kleiner dan 1 zijn, en wordt de nieuwe schatting groter dan de vorige.

Men kan aantonen dat het ML-EM-algoritme kan geschreven worden als

$$f_j^{(k+1)} = f_j^{(k)} + \frac{f_j^{(k)}}{\sum_{i=1}^M a_{ij}} \frac{\partial L}{\partial f_j}. \quad (3.19)$$

Dit zullen we gebruiken om het gewijzigde algoritme met correctie voor willekeurige coïncidenties af te leiden.

In de praktijk wordt meestal een gewijzigde versie van dit algoritme gebruikt [54]. Hierbij worden de gemeten projecties opgesplitst in verschillende delen (Eng: subsets). Elk van deze delen wordt dan gebruikt om een nieuwe schatting van de verdeling te bekomen.

Het Ordered Subsets Expectation Maximization (OSEM) [54] gebruikt slechts de projecties in subset P_l om zijn volgende schatting te berekenen.

$$f_j^{(k,l+1)} = \frac{f_j^{(k,l)}}{\sum_{i \in P_l} a_{ij}} \sum_{i \in P_l} a_{ij} \frac{p_i}{\sum_{j'=1}^N a_{ij'} f_{j'}^{(k,l)}}. \quad (3.20)$$

De schatting na de laatste subset $l = L$ wordt gebruikt als startbeeld voor de nieuwe volledige iteratie $k + 1$: $f^{(k+1,0)} = f^{(k,L)}$.

Aangezien de rekentijd van het algoritme vooral bepaald wordt door de voorwaartse projectie en de terugprojectie, zal de rekentijd per iteratie dan ook ongeveer verminderen met het aantal subsets waarin de data worden opgedeeld. De convergentie van dit algoritme is slechts voor een bepaald aantal gevallen aangetoond. Het convergeert naar de Maximum Likelihood oplossing als aan twee voorwaarden is voldaan. De projecties moeten consistent zijn: dit betekent dat het exacte (dus ook ruisvrij) projecties zijn van hetzelfde object.

Bovendien moeten de subsets evenwichtig zijn: de bijdrage van een voxel tot elke subset moet even groot zijn.

In de praktijk bevatten de metingen echter ruis. Het is met simulaties en metingen aangetoond dat de reconstructies (met L subsets) na k iteraties vergelijkbaar met die van het ML-EM-algoritme na $k \times L$ iteraties. Het is wel belangrijk dat de data niet in een te groot aantal subsets worden onderverdeeld. Als dit gedaan wordt zal een sterkere ruisdeterioratie optreden dan bij ML-EM.

Het succes van de iteratieve reconstructiealgoritmen hangt in sterke mate af van een nauwkeurige modellering van de systeemmatrix. Deze kan gemodelleerd worden met een zo hoog mogelijke nauwkeurigheid maar dit zal de rekentijd zeer sterk verhogen. Daarom moeten er benaderingen ingevoerd worden. De bedoeling is dat de a_{ij} de waarschijnlijkheid geven dat de straling afkomstig van annihilatie in voxel i gemeten wordt in bin j . In de volgende hoofdstukken zal dieper worden ingegaan op het gebruikte model.

Verder zijn we er tot nu toe van uitgegaan dat de gemeten data in projectieformaat beschikbaar zijn. Dit is echter niet het formaat dat de meeste informatie bevat. Verschillende camera's hebben ook de mogelijkheid tot opname in lijstmode, wat de mogelijkheid biedt tot meer informatie per coïncidentie. Daarom zullen we beschrijven hoe de bovenstaande algoritmen gewijzigd kunnen worden om van dit formaat te vertrekken zonder eerst projecties te creëren.

3.5 Dataformaat

3.5.1 Lijstmodedata en projectieformaat

Als een coïncidentie wordt gemeten, zijn er verschillende eigenschappen van deze coïncidentie die gekend zijn. Ten eerste zijn de eindpunten van de LOR met een bepaalde nauwkeurigheid (bepaald door de resolutie) op beide detectoren gekend. Meestal is enkel de X-positie en Y-positie op het detectoroppervlak gekend, maar bij meer gesofistikeerde systemen is ook de diepte van interactie in het kristal gekend. Door de angelogica wordt ook de energie bepaald. Verder kan ook het tijdstip van detectie bijgehouden worden. Een systeem met zeer snelle kristallen en elektronica (Time-of-Flight PET) zou zelfs het tijdsverschil tussen de detectie van beide fotonen kunnen meten.

Stel dat we T eigenschappen per coïncidentie hebben gemeten die we elk met een nauwkeurigheid van B bits willen opslaan en dat we in totaal C coïncidenties hebben gemeten. De opslagruimte is dan $C \times T \times B$. Deze manier van opslag noemen we het lijstmodeformaat.

We kunnen ook voor elke mogelijke combinatie van eigenschappen één

Dataformaat	Bins	Lijstmode
matrix van 128x128, 128 hoeken	2.1	262
met 16 gekantelde projecties	33.5	312
met energie van één foton	268	350
met energie van beide fotonen	34400	437

Tabel 3.1: Opslagruimte (MB) nodig voor PET-data in lijstmode- en projectieformaat

bin voorzien, waarin we dan het aantal metingen met die eigenschappen opslaan. Als we dit doen met dezelfde nauwkeurigheid als bij lijstmode dan hebben we 2^{TB} geheugenlocaties nodig. In PET is het aantal metingen per bin vaak beperkt zodat meestal 1 byte per geheugenlocatie volstaat. Het nodige geheugen is dus 2^{TB} bytes. De data opgeslagen in bins kan gezien worden als een dichte voorstelling van de gemeten data, terwijl het lijstmodeformaat een ijle voorstelling is. Welk formaat nu het meest voordelig is hangt af van verschillende factoren. De opslagruimte is onafhankelijk van het aantal metingen bij bins, terwijl de opslagruimte bij lijstmode evenredig is met het aantal metingen. Verder is het duidelijk dat het opslaan van data in bins voordelig is als er een laag aantal eigenschappen per coïncidentie wordt bijgehouden. Daarom worden voor PET de metingen vaak opgeslagen in projectieformaat waarbij maar drie eigenschappen bewaard worden: de twee coördinaten op het projectievlak en de projectiehoek. Wil men bijvoorbeeld 128 projecties met een matrix van 128×128 bewaren met een nauwkeurigheid van 1 byte, dan is slechts een geheugen van $2^{3 \times 7} = 2097152$ bytes (+/- 2MB) nodig. Willen we echter een vierde eigenschap, bijvoorbeeld de energie van één foton, met een zelfde nauwkeurigheid bijhouden dan is er al 268 MB nodig. De energie van het andere foton bijhouden zou een opslagruimte van 34.4 GB vragen.

Voor lijstmode stijgt de opslagruimte slechts lineair met het aantal eigenschappen. Stel dat we 10^8 coïncidenties gemeten hebben, dan is in het eerste geval $10^8 \times 3 \times 7 = 2100$ Mbits = 262.5 MB nodig, in het tweede geval 350 MB en in het derde geval 437 MB.

Voor een zelfde informatie-inhoud is lijstmode dus voordelig bij een relatief laag aantal tellen waarvan we een groot aantal eigenschappen willen bewaren. In het binformaat zijn er dan gemiddeld weinig tellen per bin.

3.5.2 Reconstructie van lijstmodedata

Analytische lijstmode reconstructie

Reconstructie kan ook uitgevoerd worden zonder eerst over te gaan op projecties. De reconstructie kan gedaan worden met analytische en ook met iteratieve methoden. Aangezien er niet meer wordt overgegaan op projecties, kan er geen filtering gevolgd door terugprojectie uitgevoerd worden. Analytische reconstructie is dus beperkt tot terugprojectie gevolgd door een filter in het plaats- of frequentiedomein.

Als we alle LOR's teruggeprojecteerd hebben in het beeld, dan moet dit beeld gedeconvolveerd worden met de puntspreidingsfunctie om het werkelijke beeld te bekomen. De PSF moet wel plaatsinvariant zijn. Dit kan bekomen worden door de FOV te beperken en enkel LOR's toe te laten die een beperkte θ hebben. Het beeld kan dan bekomen worden door een deling in het frequentiedomein met de fouriergetransformeerde van de puntspreidingsfunctie [55].

Een meer gesofistikeerde methode (ATRAX) die wel gebruikmaakt van alle data, bestaan erin om de deconvolutie op te splitsen in een 1D deconvolutie in de axiale richting en een 2D deconvolutie in de transaxiale richting [55]. Hierbij wordt gebruikgemaakt van de benadering dat de transaxiale PSF plaatsinvariant is. De axiale component is geen deconvolutie, maar hangt af van de activiteitsverdeling. Deze moet dus eerst geschat worden en dit wordt opnieuw gedaan door, net als bij de 3D RP methode, enkel data met een beperkte openingshoek toe te laten en een eerste reconstructie hieruit af te leiden. Hieruit kan dan de axiale deconvolutie afgeleid worden.

Door het gebruik van alle gemeten LOR's kunnen beelden bekomen worden met een lager ruisniveau. Door te vertrekken van lijstmodedata is er geen resolutieverlies door herleiding. Toch hebben deze technieken nog het nadeel dat verondersteld wordt dat de lijstmodedata lijnintegralen zijn van de objecten langs een bepaalde richting. Hieraan is in de praktijk niet voldaan door attenuatie, camerageometrie, verstrooiing, resolutie en imperfecte detectie. Net als bij projectiedata is er dus een correctie van de gemeten data nodig, als we willen veronderstellen dat de lijstmodedata lijnintegralen zijn doorheen het object. Door het gebruik van de systeemmatrix in iteratieve reconstructie kan voor deze effecten gecorrigeerd worden.

Iteratieve lijstmode reconstructie

Veronderstel dat we het lijstmodeformaat zien als een sinogram met een zeer hoog aantal bins. Als er zeer veel mogelijke LOR's zijn ten opzichte van het

aantal gemeten LOR's en bepaalde LOR's niet veel meer gemeten worden dan andere, dan is de kans op twee metingen in eenzelfde LOR verwaarloosbaar klein. Dit betekent dat we voor het ML-EM-algoritme (vergelijking 3.18) kunnen veronderstellen dat de waarde van p_i ofwel 1 ofwel 0 is. De waarde van p_i is 1 als er een meting langs die LOR is gebeurd en is 0 als er geen meting langs die LOR is gebeurd. Doordat de hele term wegvalt als de gemeten waarde $p_i=0$ is, reduceert de uitdrukking zich tot een som over het aantal gemeten LOR's [56–58]. Het aantal gemeten LOR's wordt genoteerd als C .

$$f_j^{(k+1)} = \frac{f_j^{(k)}}{\sum_{i=1}^M a_{ij}} \sum_{c=1}^C a_{cj} \frac{1}{\sum_{j'=1}^N a_{cj'} f_{j'}^{(k)}}. \quad (3.21)$$

Deze uitdrukking is equivalent met de uitdrukking voor lijstmode ML-EM in [59].

$$f_j^{(k+1)} = f_j^{(k)} \sum_{c=1}^C \frac{p(A_c|j)}{\sum_{j'=1}^N p(A_c|j') s_{j'} f_{j'}^{(k)}}. \quad (3.22)$$

met s_j de waarschijnlijkheid dat een annihilatie in voxel j gedetecteerd wordt en $p(A_c|j)$ de waarschijnlijkheid dat een gedetecteerde annihilatie in voxel j leidt tot een meting langs LOR c . Het totaal aantal voxels is N .

Het product van $p(A_c|j')$ met $s_{j'}$ is gelijk aan de waarschijnlijkheid dat een annihilatie in voxel j' leidt tot een annihilatie in LOR c , wat overeenkomt met het matricelement $a_{cj'}$. Hieruit volgt dus ook dat $p(A_c|j) = \frac{a_{cj}}{s_j}$.

Dit leidt tot de volgende uitdrukking.

$$f_j^{(k+1)} = \frac{f_j^{(k)}}{s_j} \sum_{c=1}^C \frac{a_{cj}}{\sum_{j'=1}^N a_{cj'} f_{j'}^{(k)}}. \quad (3.23)$$

Aangezien de som over alle bins $i = 1, \dots, M$ van de waarschijnlijkheden a_{ij} gelijk is aan de waarschijnlijkheid s_j op de detectie voor een annihilatie in de voxel j , zijn beide uitdrukkingen equivalent.

De reconstructie op basis van lijstmode heeft een aantal voor- en nadelen.

1. De data moeten worden bewaard in lijstmodeformaat. De opslagcapaciteit ligt niet op voorhand vast. Dit vraagt veel opslagcapaciteit (t.o.v. projectieformaat) als er weinig eigenschappen en/of veel metingen worden geregistreerd. Worden er daarentegen veel eigenschappen en/of weinig metingen geregistreerd, dan is het lijstmodeformaat voordelig.

2. Het lijstmodeformaat bewaart de exacte (natuurlijk beperkt door intrinsieke resolutie) detectiepunten, zodat er geen resolutieverlies door herleiding in projecties optreedt.

3. Indien de reconstructie snel genoeg kan gebeuren zou deze al kunnen starten net nadat de acquisitie begonnen is (als een deel van de lijst al opgemeten is). Dit is niet mogelijk bij projectiedata omdat de projecties pas kunnen gegenereerd worden als alle data zijn opgemeten. Herverdeling van de data is niet meer nodig.

4. Het algoritme kan eenvoudig gewijzigd worden naar een versie met subsets. Door deze subsets goed te kiezen kunnen ze ook beschouwd worden als verschillende metingen (op dezelfde manier opgenomen) van een object. Dit kan niet gedaan worden met projectiedata omdat er altijd een opsplitsing volgens bepaalde projectiehoeken moet gebeuren.

5. Doordat er een zeer groot aantal mogelijke detectieplaatsen zijn, zou het zeer veel opslagruimte vragen om de systeemmatrix op voorhand te berekenen. Dit betekent dat de voorwaartse projectie en de terugprojectie 'on-the fly' moeten gebeuren.

De implementatie met subsets wordt als volgt gedaan:

$$f_j^{(k,l+1)} = \frac{f_j^{(k,l)}}{\sum_{i=1}^N a_{ij}} \sum_{c \in C_l} a_{cj} \frac{1}{\sum_{j'=1}^N a_{cj'} f_{j'}^{(k,l)}} \quad (3.24)$$

Net als bij OS-EM wordt de reconstructie, bekomen nadat alle subsets doorlopen zijn, gebruikt als het startbeeld voor de volgende iteratie $k + 1$.

3.6 Projectie en terugprojectie

3.6.1 Inleiding

Om de reconstructie af te leiden uit de gemeten data hebben we voor analytische methoden altijd een terugprojectie nodig. Voor het 3D RP-algoritme is ook een voorwaartse projectie nodig. Voor iteratieve technieken is een bepaling van de systeemmatrix nodig. Dit is echter een zeer grote matrix: zelfs in het 2D geval van een 128×128 matrix (beeldruimte) naar 90 projecties van 128 elementen zijn er al 188×10^6 elementen of op zijn minst 188 MB nodig. Hiervan zijn er echter wel een groot aantal praktisch nul. Voor het 3D geval zou de matrix wel zeer groot worden, en bij de overgang naar lijstmode is het aantal mogelijke metingen nog veel hoger zodat de opslag van deze matrix niet meer mogelijk is. Bovendien is het niet eenvoudig om deze matrix te bepalen uit metingen, analytische berekeningen of simulaties. Daarom wordt er ook in iteratieve reconstructie vaak gebruikgemaakt van een projectie P en een terugprojectie B . Deze operaties kunnen op twee manieren gebeuren.

3.6.2 Verschillende methodes

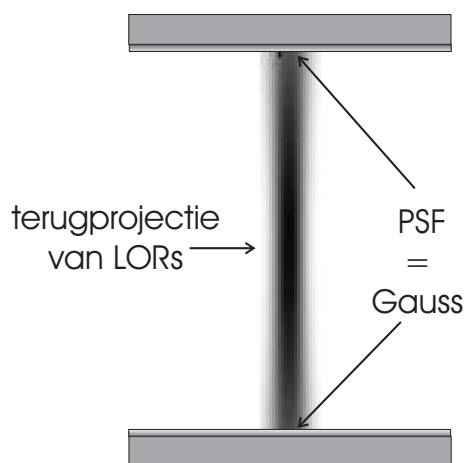
Bij voxelgestuurde methoden worden achtereenvolgens alle voxels doorlopen. Bij een terugprojectie worden de projectiebins doorlopen die tot deze voxel kunnen bijdragen en wordt voor elke projectiebin de bijdrage tot deze voxel bijgeteld. Bij een voorwaartse projectie zal de bijdrage van de voxel opgeteld worden bij deze projectiebins.

Bij metinggestuurde methoden worden de meetdata, geordend in lijstmode- of in projectieformaat, doorlopen. Bij terugprojectie wordt dan per gemeten LOR of projectiebin de bijdrage van deze meting tot de verschillende voxels (in de omgeving van de LOR) opgeteld bij deze voxels. Bij voorwaartse projectie worden per LOR de verschillende voxels doorlopen en wordt van elk van deze voxels de bijdrage tot de LOR bepaald. De totale bijdrage tot de LOR is dan de som van deze bijdragen.

Het is reeds aangetoond dat de beste beelden worden bekomen als de voorwaartse projectie metinggestuurd is en als de terugprojectie voxelgestuurd is, of m.a.w. als beide operaties gestuurd worden door hun output [60].

Voor lijstmodedata is voor de voorwaartse en terugprojectie enkel de metinggestuurde methode praktisch bruikbaar. Bij de voxelgestuurde methode zou het bepalen van de gemeten LOR's waartoe een voxel bijdraagt, vereisen dat de ganse lijstmodedataset doorlopen wordt, wat natuurlijk resulteert in een zeer trage reconstructie. Dit komt doordat de LOR's niet geordend zijn volgens hun oriëntatie, maar volgens het tijdstip waarop ze gemeten zijn. Een andere mogelijkheid zou het sorteren van die LOR's zijn (zonder te discretiseren naar bins) bvb. volgens hun hoek en hun radiale afstand. Dan zou een voxelgebaseerde voorwaartse en terugprojectie wel mogelijk zijn omdat dan geweten is in welke plaats in het bestand de LOR's zitten die bijdragen tot een bepaalde voxel.

Voor de metinggestuurde methode bestaan verschillende mogelijkheden om de bijdrage van een voxel tot een bepaalde LOR te bepalen. De eenvoudigste benadering bestaat erin dat de lijn wordt gevolgd. Op bepaalde vaste afstanden op de lijn wordt dan de voxel berekend die het dichtst ligt. Aan deze voxel wordt dan de waarde van de projectie toegekend. Deze methode wordt meestal beschreven als benadering door de dichtste nabuur (Eng:nearest-neighbour). Door bilineaire of trilineaire interpolatie kan men ook de waarde van de projectie verdelen over de dichtste 4 of 8 naburen. Een andere benadering bestaat erin de intersectielengte van de LOR met de voxel te gebruiken [61]. Een nog betere benadering voor projecties gebeurt door de oppervlakte te berekenen die de intersectie van een projectiebin met een pixel geeft [62]. Deze oppervlakte geeft dan de bijdrage van die pixel tot de LOR. Als de meting met discrete detectoren gebeurt, is de juiste bijdrage voor elke voxel tot een

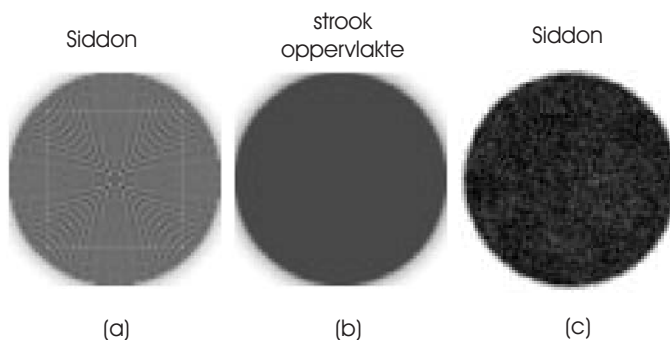


Figuur 3.8: Terugprojectie van de LOR's met loodrechte inval op beide detectoren. De resolutie werd gesimuleerd met een gaussiaanse PSF (Eng: Point Spread Function). De terugprojectie werd vergroot om de diepte-afhankelijke resolutie duidelijk te maken.

bepaald detectorpaar de ruimtehoek gevormd door die voxel en beide detectoren [63]. Voor 3D reconstructie kunnen de verschillende modellen gebruikt worden, de intersectie-oppervlakte wordt dan een intersectie-volume en de intersectielengte wordt dan berekend door een voxel [62].

Een grotere nauwkeurigheid vraagt echter in het algemeen ook een langere rekentijd. Voor lijstmode reconstructie van data gemeten door continue detectoren is geen van bovenstaande technieken echt correct. Als we veronderstellen dat de intrinsieke resolutie een constante gaussiaanse distributie is, zijn de gemeten eindpunten van een LOR monsters uit de gaussiaanse verdeling met maxima op de werkelijke detectiepunten. Dat betekent dat de mogelijke werkelijke detectiepunten gaussiaans verdeeld zijn rond het gemeten eindpunt. De terugprojectie zou niet over een lijn of een bin moeten gebeuren, maar over een verschoven convolutie van beide gaussiaanse functies. Dit wordt in figuur 3.8 weergegeven. Hierbij wordt het aantal annihilaties per voxel weergegeven die leiden tot een detectie (met eindpunten in punt 1 en punt 2) met loodrechte inval op de detectoren. De intrinsieke resolutie van beide detectoren is een gaussiaanse verdeling. Het is duidelijk dat het verloop afhangt van de afstand tot de detector. De resolutie loodrecht op de LOR is het best in het midden tussen beide detectoren en wordt slechter naarmate de afstand tot de detector verkleint.

De implementatie van deze voorwaartse- of terugprojectie zou zeer re-



Figuur 3.9: Terugprojectie van een uniform sinogram met behulp van het siddon algoritme (a) en met behulp van strookoppervlaktes (b). In (c) wordt de terugprojectie (met het siddon algoritme) getoond van een lijstmodedataset samengesteld uit LOR's met willekeurige radiale afstand en hoek (het equivalent van een uniform sinogram).

kenintensief zijn omdat ze zou moeten berekend worden voor elke LOR. De ingevoerde benadering, die wij gebruikt hebben, is de voorwaartse en terugprojectie langs de gemeten LOR. Deze lijn verbindt de meest waarschijnlijke detectiepunten op beide detectoren.

Het is gekend dat het gebruik van intersectielengtes in projectiegebaseerde iteratieve reconstructie resulteert in artefacten, doordat de werkelijke projecties geen lijnen zijn maar een zekere breedte hebben. Bij bepaalde hoeken geeft dit sterke artefacten omdat de benadering met intersectielengtes sterk verschillend is van de correcte strookoppervlaktes [62]. Bij lijstmode zijn de hoeken willekeurig (niet meer gediscrèteerd) en zijn de metingen niet meer in bins met een zekere breedte opgeslagen. Dit kan gezien worden in de figuur 3.9. Om de dataset te genereren werden 500.000 coincidenties met een willekeurige hoek en willekeurige radiale afstand (met een maximum gelijk aan de straal van de cirkel) gesimuleerd. De terugprojectie van al deze coincidenties is een cirkel. In de teruggeprojecteerde cirkel (zie figuur 3.9) zijn geen artefacten merkbaar in tegenstelling met de cirkel bekomen door de terugprojectie van een uniform sinogram [62].

De berekening van de intersectielengte kan op een snelle manier gebeuren door gebruik te maken van het siddon algoritme [61]. Dit algoritme kan aanzienlijk versneld worden door gebruik te maken van de implementatie uit [64]. Het voordeel van het siddon algoritme is dat het zeer snel is en dat de reken-tijd slechts lineair toeneemt met de dimensie van de reconstructiematrix. Dit is dan ook het algoritme dat gebruikt werd voor de projectie in de lijstmode

ML-EM-implementatie.

3.7 Correctie voor beelddegraderende effecten

De gemeten LOR's zijn geen lijnintegralen volgens een bepaalde oriëntatie van het object. Verschillende beelddegraderende effecten kunnen ervoor zorgen dat de uitgezonden fotonen op een andere plaats gedetecteerd of helemaal niet gedetecteerd worden. Effecten die ervoor zorgen dat ze op een andere plaats gedetecteerd worden noemen we externe LOR-effecten, degene die leiden tot een verminderde kans op detectie langs de werkelijke lijn noemen we interne LOR-effecten. De externe LOR-effecten zorgen ervoor dat in vergelijking met de projectiematrix bijkomende elementen in de systeemmatrix a_{ij} (of voor lijstmode a_{lj}) niet nul zijn. Bij interne LOR effecten verandert enkel de waarde van de elementen in de matrix a_{ij} die niet nul zijn.

De ondergrens aan de PET-resolutie wordt bepaald door de vrije weglengte van het positron en de onzekerheid op de annihilatiehoek. Beide effecten zorgen ervoor dat de gemeten LOR niet perfect overeenstemt met de lijn waarlangs de annihilatie gebeurd is. Dit zijn dus duidelijk externe LOR-effecten. Hetzelfde geldt voor de intrinsieke resolutie van de detectoren.

Comptonverstrooiing van de fotonen in het object kan ervoor zorgen dat één of beide fotonen niet op de plaats gedetecteerd worden waar ze zonder deze interactie zouden terechtkomen. Deze nieuwe detectieplaats kan zowel binnen als buiten de detector vallen. Dit effect kan dus zowel leiden tot een andere detectie als tot een niet-detectie. Verstrooiing in het kristal kan leiden tot dezelfde effecten. De afwijking van de correcte detectieplaats zal natuurlijk wel veel kleiner zijn.

De attenuatie van het object kan ervoor zorgen dat een of beide fotonen niet gedetecteerd worden en zorgt dus voor een verminderde detectiewaarschijnlijkheid langs een LOR. De imperfecte detectie-efficiëntie van de detector zorgt er ook voor dat slechts een gedeelte van de uitgezonden coïncidenties ook effectief gedetecteerd wordt. Dit hangt ook af van de geometrische sensitiviteit van de camera. Dit zijn dus duidelijk allemaal interne-LOR effecten.

Verder zijn er nog de willekeurige coïncidenties die zorgen voor detecties die normaal niet zouden voorkomen. Dit is dus ook een extern LOR-effect. Doordat ze redelijk uniform verdeeld zijn zorgen ze voor een achtergrond in de reconstructie.

3.7.1 Correctie voor interne LOR-effecten

Voor deze effecten kan men redelijk eenvoudig corrigeren. Er zijn een aantal mogelijke correctietechnieken voor iteratieve lijstmode reconstructie. Ofwel gaat men niet de gemeten waarde (1 bij lijstmode) gebruiken als verwachte waarde in het algoritme, maar een waarde die gecorrigeerd is voor de verschillende effecten. Als we bijvoorbeeld een perfect 2D PET-systeem met een detectie-efficiëntie van 10 procent voor een bepaalde LOR beschouwen, wordt er niet 1 als verwachte waarde gebruikt voor die LOR maar wel 10.

Anderzijds kan men ook een voxelgebaseerde correctie uitvoeren. De som $\sum_{i=1} a_{ij}$ is de sensitiviteit van de voxel j . Vaak kan worden verondersteld dat die enkel bepaald wordt door de detectie-efficiëntie van de detector. De voxelsensitiviteit kan dan bekomen worden door een sommatie van de detectie-efficiëntie van alle mogelijke LOR's.

Het verschil is dat in de tweede techniek LOR's die een kleinere kans hebben om gedetecteerd te worden (en bijgevolg een slechtere signaalruisverhouding hebben) ook een kleinere bijdrage tot de voxel zullen hebben. Bij de eerste techniek kan het voorkomen dat bijvoorbeeld willekeurige coïncidenties die een zeer kleine detectie-efficiëntie hebben (als het een werkelijke coïncidentie zou zijn) zeer veel versterkt worden. Dit zal niet voorkomen met de tweede techniek. Het gemiddelde van de voxelwaarden over verschillende identieke metingen is voor beide technieken gelijk maar de signaalruisverhouding zal in het tweede geval beter zijn.

3.7.2 Correctie voor externe LOR-effecten

Voor deze effecten zijn ook verschillende mogelijkheden. Enerzijds kunnen deze LOR's (verstrooide, willekeurige) al gedeeltelijk vermeden worden door het energievenster of het tijdsvenster te beperken. Het tijdsvenster is beperkt tot 10 ns, omdat de tijdsresolutie van de detectoren beperkt is. Het kristal heeft een beperkte energieresolutie, zodat bij een te klein energievenster ook werkelijke coïncidenties uitgesloten worden. Er zal dus altijd een gedeelte verstrooide en willekeurige coïncidenties voorkomen.

Een correctie voor deze LOR's zou kunnen gebeuren door ze te incorporeren in de berekening van de a_{ij} . Dit is echter niet eenvoudig en zou de rekentijd sterk verhogen. Andere technieken bestaan uit een subtractie in het beeld domein of het projectie domein. Ze gaan vaak uit van de benadering dat de verstrooiing een sterk gefilterde versie is van de werkelijke distributie. De willekeurige coïncidenties worden meestal apart gemeten met een vertraagd tijdsvenster zodat ze kunnen afgetrokken worden van de gemeten data. Dit kan echter negatieve waarden veroorzaken in de projecties. Voor lijstmode-

data is dit moeilijk uit te voeren omdat de LOR's niet herleid worden naar het projectiedomein. We komen hierop terug in hoofdstuk 5.

3.8 Standaardsoftware

Op het Marconi IRIX-toestel (zie figuur 2.11) dat gebruikt werd voor de experimenten, zijn verschillende mogelijkheden ingebouwd voor reconstructie.

De standaard acquisitieprocedure is opname in lijstmodedata. Deze data worden daarna herleid tot 90 parallelle projecties (om de 2°) met behulp van SSRB. Hierbij wordt een maximale axiale hoek (typisch $6^\circ - 16^\circ$) ingesteld om de uitsmering in de axiale richting te beperken. Er is ook de mogelijkheid voorzien om de invalshoek in de transversale richting te beperken. Daarna kan gekozen worden voor analytische reconstructie (FBP) of iteratieve reconstructie (OS-EM). Een vernieuwde versie van de software bevat ook de herleiding met de FORE-techniek. Deze verschillende algoritmen werden vergeleken.

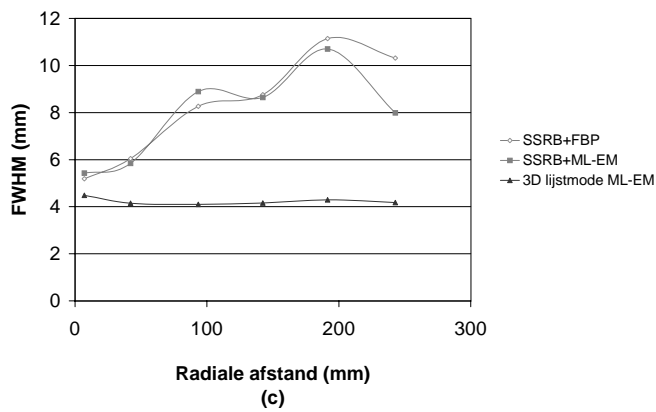
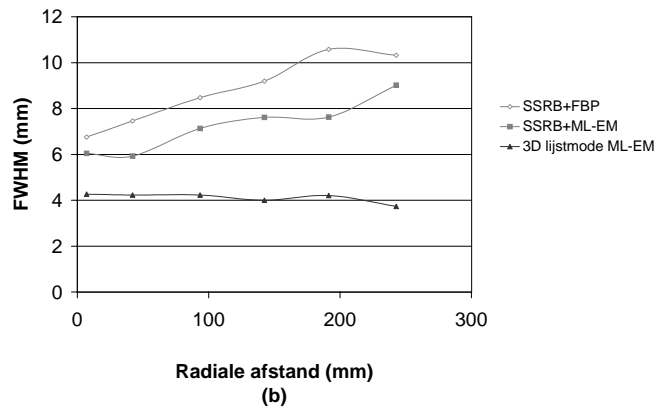
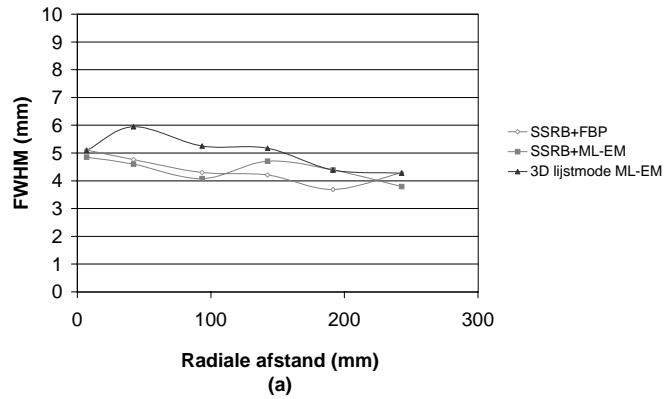
3.8.1 Vergelijking van de resolutie

De resolutie bekomen met deze verschillende opties werd vergeleken. Een puntbron werd op zes verschillende radiale posities (0, 5, 10, 15, 20 en 25 cm) in het axiale vlak in het midden van de camera geplaatst. In totaal werden acht miljoen coïncidenties gemeten. Dit werd gedaan voor de opname met axiale collimatie en voor een opname in 3D.

Axiale collimatie

De data werden opgenomen op de IRIX waarbij de detectoren (radius 400 mm) op 0° en 180° werden gebruikt voor coïncidentiedetectie. De data werden opgenomen in een energievenster van 30 procent rond de 511 keV fotopiek. SSRB werd uitgevoerd met 12° axiale acceptantiehoek. De resolutie werd bepaald op de beelden bekomen door SSRB gevolgd door FBP, en door SSRB gevolgd door 10 iteraties van ML-EM. Bij het lijstmode ML-EM-algoritme werd de resolutie ook op de reconstructie na 10 iteraties bepaald. De resolutie is in beide gevallen reeds constant na enkele (3 tot 4) iteraties. Herleiding met FORE was niet mogelijk omdat dit algoritme nog niet beschikbaar was.

De resolutiecurven (figuur 3.10) tonen aan dat het lijstmode algoritme vooral een betere axiale en tangentiële resolutie geeft. Ondanks de axiale collimatie is het resolutieverlies door herleiding met SSRB nog steeds duidelijk. Dit resolutieverlies neemt duidelijk toe met de radiale afstand van de puntbron.



Figuur 3.10: Resolutie van de punten op verschillende radiale afstand voor verschillende reconstructiemethoden: a) radiale resolutie, b) tangentiële resolutie en c) axiale resolutie. Deze data werden opgenomen op de IRIX-camera met axiale collimatie.

De radiale resolutie is iets minder goed voor het lijstmode algoritme maar nog steeds beter dan 6 mm.

Het gebruik van ML-EM in plaats van FBP na herleiding met SSRB geeft enkel een verbetering in de tangentiële richting.

3D opname

De data werden opgenomen op de IRIX waarbij de detectoren (radius 400 mm) op 0° , 180° en 270° werden gebruikt voor coïncidentiedetectie. De data werden opgenomen in een energievenster van 30 procent rond de 511 keV fotopiek.

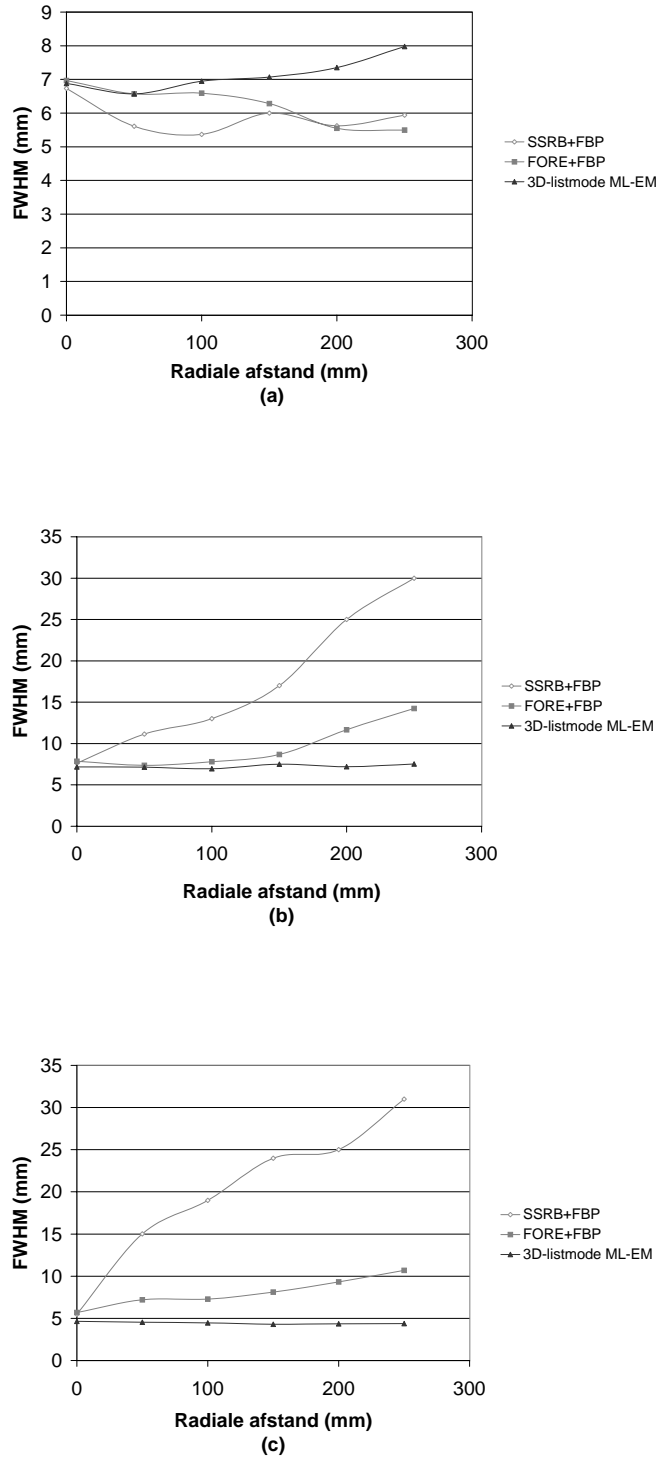
De data werden verwerkt met de bedoeling om een maximale sensitiviteit te behouden. De maximale axiale hoek bij deze configuratie is 34° . De SSRB en FORE-herleiding werden uitgevoerd zonder een beperking op de axiale acceptantiehoek. De resolutie werd bepaald bij het beeld bekomen door SSRB gevolgd door FBP en bij het beeld bekomen door FORE gevolgd door FBP. Na herleiding (met FORE en SSRB) werden 90 projecties (om de 2°) bekomen. Bij het lijstmode ML-EM-algoritme werd de resolutie ook op de reconstructie na 10 iteraties bepaald. De resolutie is in beide gevallen reeds constant na enkele (3 tot 4) iteraties.

De resolutiecurves (figuur 3.11) tonen ook hier aan dat het lijstmode algoritme vooral een betere axiale en tangentiële resolutie geeft. Door het wegvalen van de axiale collimatie is het resolutieverlies door herleiding met SSRB nog groter (tot 30 mm). Het gebruik van FORE beperkt dit resolutieverlies duidelijk. Praktisch alle punten (tot een afstand van 200 mm) hebben een resolutie die beter is dan 10 mm in de tangentiële en axiale richting. De toename van de resolutie met de radiale afstand van de puntbron is wel nog steeds duidelijk. Het lijstmode algoritme geeft een vrij constante resolutie in de radiale en tangentiële (6 tot 8 mm) en in de axiale (minder dan 5 mm) richting. De radiale resolutie is voor de twee punten met de grootste radiale afstand wel minder goed voor het lijstmode algoritme dan voor de andere algoritmen.

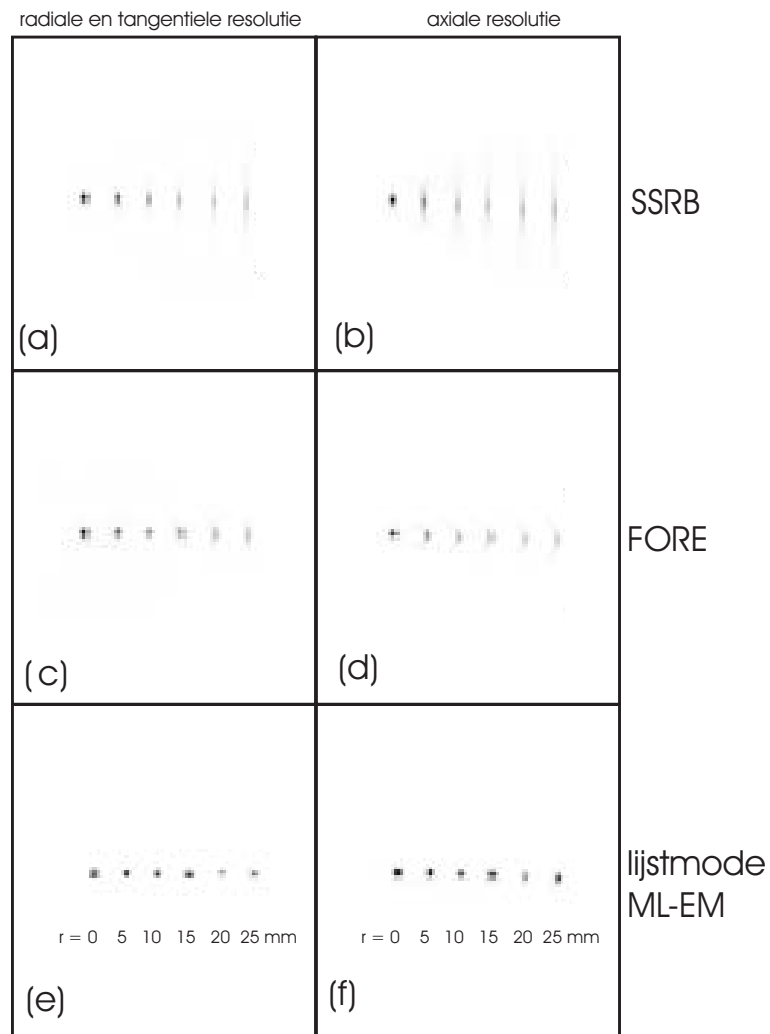
Ter illustratie worden de reconstructies van de punten (opname zonder axiale collimatie) weergegeven in figuur 3.12. Deze reconstructies werden niet gecorrigeerd voor sensitiviteit, wat de verschillen in intensiteit tussen de verschillende punten verklaart.

3.8.2 Vergelijking van het contrast en de contrast-ruisverhouding

De belangrijkste taak voor PET-beeldvorming op een gammacamera is tumordetectie. Dit wordt geëvalueerd door het contrast en de contrast-ruisverhouding (Eng: Contrast-to-Noise-Ratio of CNR) te vergelijken voor



Figuur 3.11: Resolutie van de punten op verschillende radiale afstand voor verschillende reconstructiemethoden: (a) radiale resolutie, (b) tangentiële resolutie en (c) axiale resolutie. Deze data werden opgenomen op de IRIX-camera zonder collimatie.



Figuur 3.12: Resolutie van de punten op verschillende radiale afstand voor verschillende reconstructiemethoden: (a) radiale en tangentiële resolutie (SSRB), (b) axiale resolutie (SSRB), (c) radiale en tangentiële resolutie (FORE), (d) axiale resolutie (FORE), (e) radiale en tangentiële resolutie (lijstmode ML-EM), (f) axiale resolutie (lijstmode ML-EM). Deze data werden opgenomen op de IRIX-camera zonder collimatie.

bolletjes van verschillende afmetingen in een uniform fantoom [65]. Het contrast is de verhouding tussen het gemiddeld aantal tellen in het bolletje en het gemiddeld aantal tellen in een bolletje van dezelfde grootte in de achtergrond. De CNR werd bekomen door de verhouding te nemen tussen het verschil van deze gemiddelden en de standaarddeviatie in de achtergrond.

Simulatie en meting

Om verschillende beelddegraderende effecten zoals detectorefficiëntie, verstrooiing, willekeurige coïncidenties en attenuatie te vermijden, werden de data gesimuleerd met de geometrische simulator (U-vorm, straal 360 mm). Hierbij werden enkel coïncidenties gesimuleerd met een maximale axiale hoek van 9° . Dit werd gedaan om axiale collimatoren te simuleren. De intrinsieke resolutie van het detectorsysteem was een gaussische verdeling met FWHM van 5 mm.

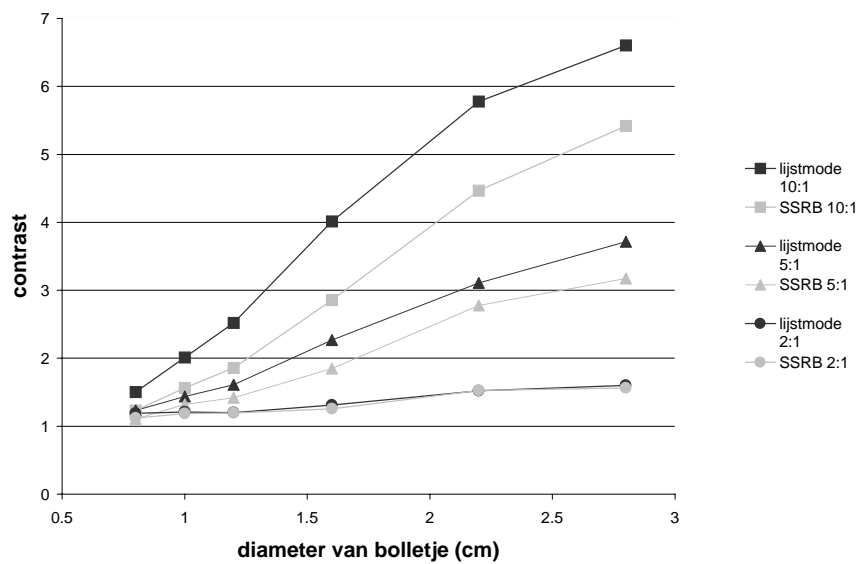
Het gebruikte fantoom is een cilindrisch fantoom met een straal van 10 cm en een axiale lengte van 20 cm. In dit fantoom bevinden zich zes verschillende bolletjes met straal van 8, 10, 12, 16, 22 en 28 mm. Deze bolletjes worden op een cirkel met straal 6 cm geplaatst. Datasets met verschillende verhoudingen (10:1, 5:1, 2:1) tussen de activiteit in de bolletjes en de achtergrond werden gesimuleerd: voor elke verhouding werd een dataset van 10 miljoen coïncidenties gesimuleerd. Bij de simulaties was de ligging en de grootte van de bolletjes perfect gekend, deze locaties werden gebruikt om de ROIs (Eng:Region Of Interest) voor contrast en CNR te bepalen. De ROIs van dezelfde grootte als de exacte bolletjes werden dus op de dezelfde locatie geplaatst.

Voor de meting werd een fantoom van dezelfde afmetingen gebruikt. De verhouding tussen de activiteit in de bolletjes en de achtergrond was 7:1. De diameters (13, 16, 18, 25, 32 en 38 mm) van de bolletjes waren groter dan de diameters bij de simulaties. Bij de metingen was de exacte ligging van de ROIs niet gekend, daarom werden ROIs met dezelfde grootte als de bolletjes manueel geplaatst met behulp van IDL.

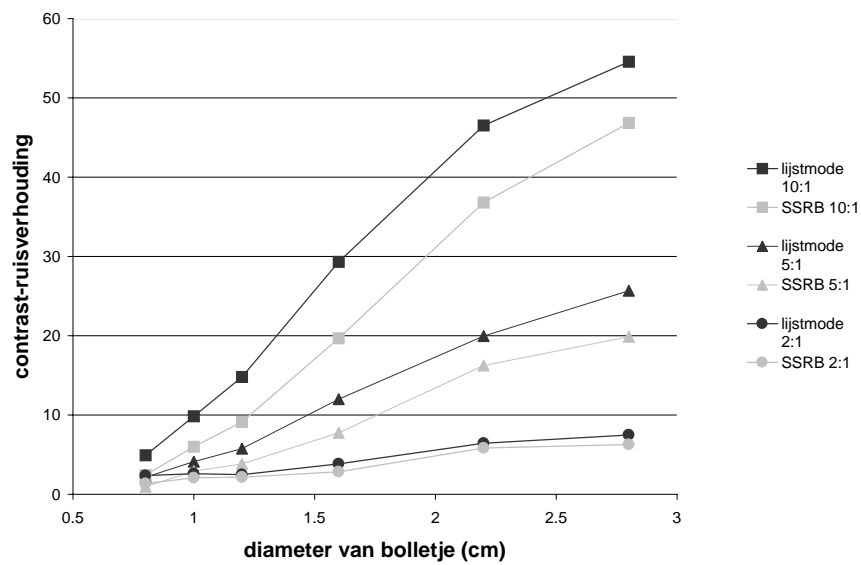
Resultaten

De gereconstrueerde data werden voor beide algoritmen (lijstmode OS-EM en SSRB + OS-EM) bekomen na 2 iteraties met 5 subsets. De gereconstrueerde data werden gefilterd met een gaussiaanse kernel met een FWHM van 10 mm. Deze FWHM geeft gemiddeld de beste CNR voor de verschillende bolletjes en de verschillende reconstructiealgoritmen.

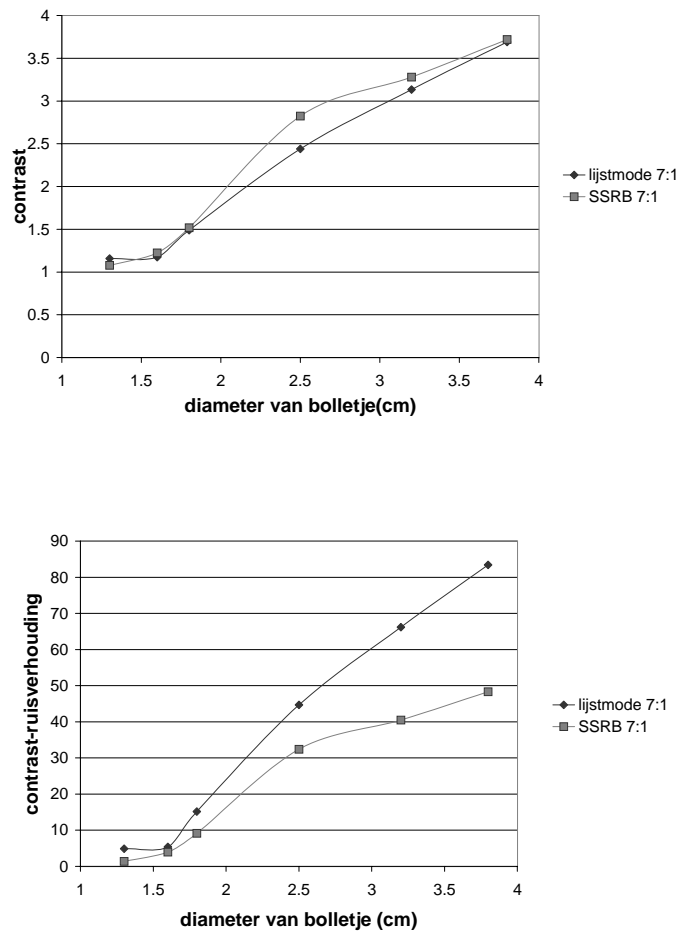
De verschillende resultaten worden getoond in figuren 3.13 en 3.14.



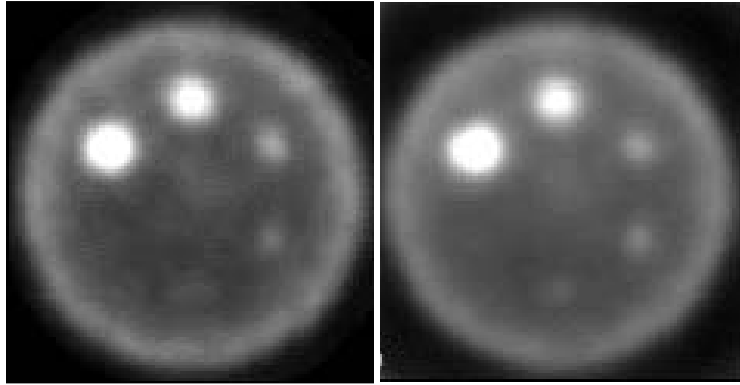
Figuur 3.13: Contrast voor de simulatie met 10 miljoen coïncidenties.



Figuur 3.14: Contrast-ruisverhouding voor de simulatie met 10 miljoen coïncidenties.



Figuur 3.15: Contrast en CNR voor de meting met 7 miljoen coïncidenties.

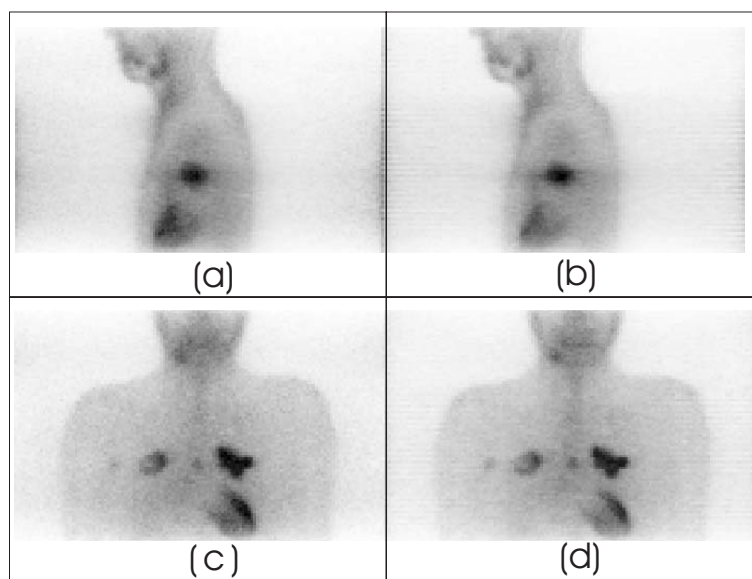


Figuur 3.16: Reconstructie van meting van het cilindrisch fantoom met bolletjes. Links SSRB + OS-EM en rechts lijstmode OS-EM.

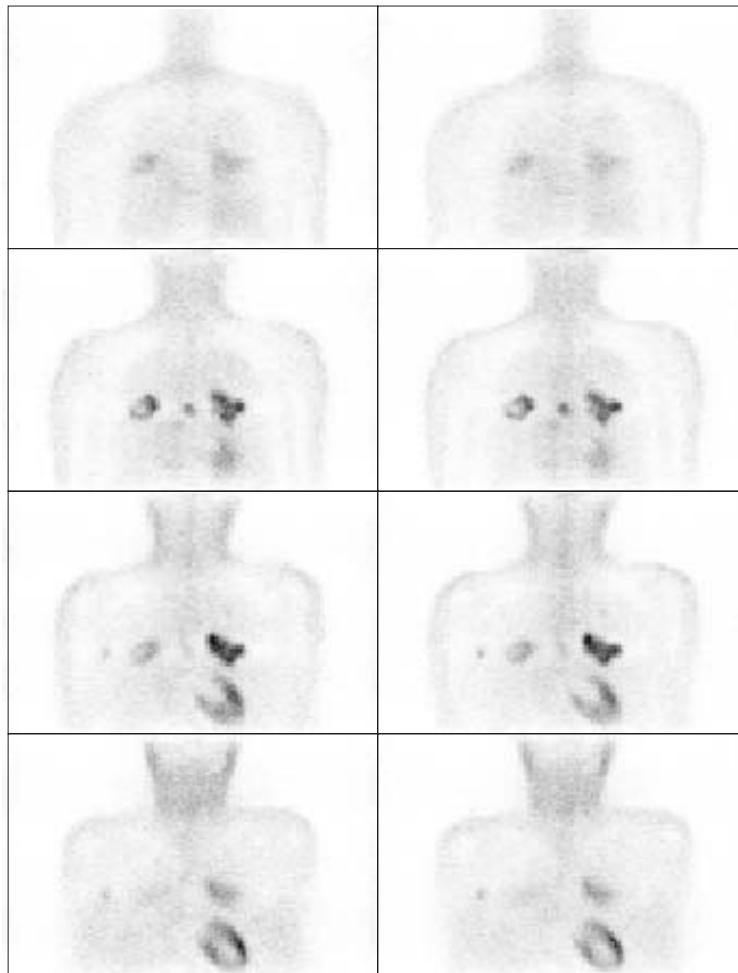
De resultaten van de simulaties geven praktisch altijd een lichte verbetering in het contrast voor de verschillende simulaties door het gebruik van lijstmode OS-EM. Het is duidelijk dat er ook een verbetering is in de CNR. Dit is belangrijk omdat een hogere CNR zal resulteren in een betere detecteerbaarheid. Bij de metingen 3.15 is het contrast iets lager voor de meeste bolletjes. De CNR verbetert wel duidelijk. Ter illustratie worden de reconstructies van de gemeten data weergegeven in figuur 3.16.

Deze verbeteringen zijn op klinische data niet erg duidelijk. Deze beelden werden niet gefilterd, omdat de keuze van het filter sterk varieert bij verschillende artsen. Figuur 3.17 toont de coronale en sagitale projectie van de reconstructie van een patiëntstudie. De verschillende coronale snedes worden in detail getoond op figuur 3.18. Deze studie werd opgenomen met axiale collimatoren waardoor de maximale axiale hoek 9° bedroeg. Aan de linkerkant wordt de reconstructie (van de projecties bekomen met SSRB) na 20 iteraties van het ML-EM algoritme getoond. Aan de rechterzijde wordt de reconstructie na 20 iteraties van het lijstmode ML-EM algoritme getoond. De verschillende coronale snedes worden getoond in figuur 3.18. Het voordeel van lijstmode reconstructie zou vooral bij opnames met een grotere openingshoek duidelijk moeten zijn. Patiëntdata die zijn opgenomen zonder axiale collimatie waren echter niet beschikbaar.

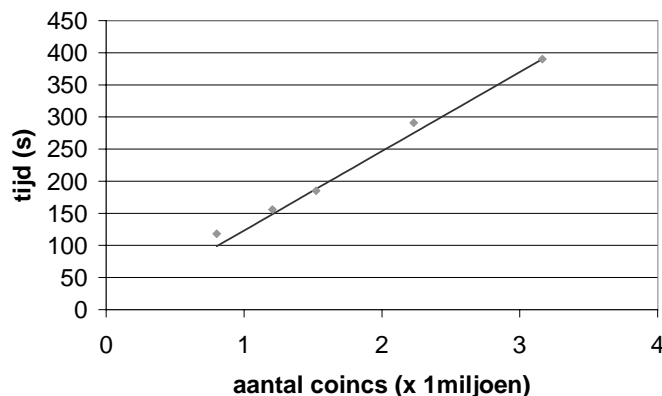
Recente (experimentele) software geeft de mogelijkheid om de lijstmode data te herleiden tot parallelle projecties met FORE. Deze software was pas op het ogenblik van de laatste experimenten beschikbaar en daarom werd deze reconstructiemethode niet bij alle vergelijkingen gebruikt.



Figuur 3.17: Reconstructie van patiëntdata met twee verschillende technieken: als eerste reconstructiemethode werd SSRB gevolgd door 20 iteraties van het ML-EM algoritme gebruikt, als tweede reconstructie werden 20 iteraties van het lijstmode ML-EM algoritme uitgevoerd. In (a) wordt de sagittale projectie van de reconstructie bekomen door de eerste methode getoond, in (b) wordt de sagittale projectie van de reconstructie bekomen door de tweede methode getoond. In (c) wordt de coronale projectie van de reconstructie bekomen door de eerste methode getoond, in (d) wordt de coronale projectie van de reconstructie bekomen door de tweede methode getoond.



Figuur 3.18: Verschillende coronale snedes van de reconstructie van patiëntdata met twee verschillende technieken: als eerste reconstructiemethode (linkerkant) werd SSRB gevolgd door 20 iteraties van het ML-EM algoritme gebruikt, als tweede reconstructiemethode (rechterkant) werden 20 iteraties van het lijstmode ML-EM algoritme uitgevoerd.

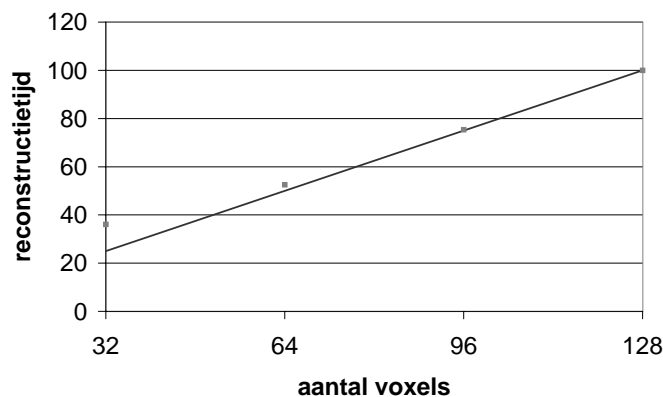


Figuur 3.19: Rekestijd nodig voor het reconstrueren van lijstmode datasets van verschillende grootte. De lijn geeft een recht evenredige afname vanaf het punt met het maximaal aantal coïncidenties weer.

3.8.3 Reconstructietijd

Het verloop van de reconstructietijd als functie van het aantal coïncidenties werd bepaald. Hiervoor werden opnames (3D opname van puntbronnen op verschillende radiale afstanden) met een variërend aantal coïncidenties gereconstrueerd op een 1GHz PC. De data werden verdeeld in 10 subsets en er werd 1 volledige iteratie uitgevoerd. De rekestijd wordt weergegeven in figuur 3.19. De toename is duidelijk lineair met het aantal coïncidenties. Dit komt doordat het grootste deel van de rekestijd nodig is voor de projectie en terugprojectie. De reconstructietijd voor een groot aantal coïncidenties (ongeveer 40 miljoen) is ongeveer 1 uur. Het algoritme kan versneld worden door een verbeterde implementatie van het siddon algoritme [66, 67]. Verder is het ook vrij eenvoudig paralleliseerbaar.

Verder werd ook de invloed van het aantal elementen in de matrix op de reconstructietijd bepaald. Hiervoor werd dezelfde lijstmode data in vier verschillende beeldmatrices gereconstrueerd. De matrix met het meeste elementen was een 128x128x128 matrix (afmeting van één voxel is 5x5x5 mm). Vervolgens werden drie andere matrices gekozen. De afmetingen van de voxels werden aangepast zodat de reconstructiegrid steeds dezelfde grootte (640x640x640 mm) had. Het is duidelijk dat de reconstructietijd praktisch evenredig toeneemt



Figuur 3.20: Rekestijd nodig voor het reconstrueren in een matrix van verschillende grootte.

met de matrixgrootte. Dit is te wijten aan het feit dat het sidon algoritme het merendeel van de rekentijd gebruikt.

3.9 Besluit en originele bijdragen

Dit hoofdstuk geeft een overzicht van de mogelijke reconstructietechnieken voor 3D PET. Eerst werd aangetoond hoe met behulp van analytische methoden gebaseerd op het centrale-snedetheorema het beeld uit zijn volledige projecties kan worden bepaald. Bij PET zijn deze projectiedata echter niet volledig, zodat hiervoor gecorrigeerd moet worden. Door herleidingstechnieken of vervolledigingstechnieken kan dit probleem opgelost worden.

Naast de analytische methoden kunnen ook iteratieve technieken gebruikt worden. Het meest gebruikte algoritme ML-EM werd kort besproken. Meestal gebeurt de reconstructie op basis van projecties. We tonen aan dat het algoritme kan gewijzigd worden zodat de lijstmodedata rechtstreeks kunnen gebruikt worden. De voor- en nadelen van deze techniek werden besproken. De resolutie, contrast en CNR werden vergeleken voor reconstructies bekomen met het lijstmode algoritme, SSRB gevolgd door FBP en ML-EM en FORE gevolgd door FBP. Hieruit is gebleken dat de resolutie vooral in de tangentiële en axiale richting verbetert en dat er een duidelijke toename van de CNR is

door het gebruik van 3D lijstmode reconstructie. Dit werk heeft geleid tot een aantal bijdragen op internationale conferenties [68, 69].

Het voordeel van het lijstmode ML-EM algoritme is dat geen afweging tussen sensitiviteit en resolutie meer moet gemaakt worden. Dit geldt zowel voor de gecollimeerde data als de volledige 3D opnames. Daarom werd gekozen verschillende beeldcorrecties te ontwikkelen voor 3D lijstmode reconstructie.

Hoofdstuk 4

Invloed van de kristaldikte

4.1 Inleiding

Om de beeldkwaliteit van PET-beeldvorming met gammacamera's te verbeteren zijn er verschillende wijzigingen aangebracht aan deze toestellen. Zoals in hoofdstuk 2 besproken, hebben deze verbeteringen hoofdzakelijk tot doel de sensitiviteit en de telkaderscapaciteit te verbeteren. De belangrijkste wijziging om de sensitiviteit te verbeteren is een toename van de kristaldikte.

Een dikker kristal leidt niet alleen tot een verhoogde sensitiviteit maar heeft nadelige gevolgen voor de resolutie. In SPECT-beeldvorming zorgt de mechanische collimatie ervoor dat enkel invallen binnen een beperkte hoek (typisch $1-3^\circ$) met de loodrechte op het kristal worden gedetecteerd. Dit resulteert in een uniforme sensitiviteit en resolutie over de detector. Door het gebruik van een dikker kristal zal de lichtspreidingsbundel wel groter worden en wordt de intrinsieke resolutie dus slechter. Op de systeemresolutie is dit effect minimaal omdat die hoofdzakelijk bepaald wordt door de collimator [9]. Dit resolutieverlies voor 140 keV is opgemeten voor de toename van een 9.525 mm (4.1 mm FWHM) naar een 12.7 mm dik kristal (4.3 mm FWHM) [70].

Deze mechanische collimatie wordt in PET-beeldvorming niet gebruikt omdat elektronische collimatie (met een veel hogere sensitiviteit) mogelijk is. Daardoor worden ook schuine invallen, die sterk afwijken van de loodrechte op het kristal, gemeten. Doordat de gebruikte angelogica de diepte van interactie in het kristal niet kan bepalen, hebben deze schuine invallen een slechtere resolutie dan de loodrechte invallen. Dit effect heeft een invloed op de resolutie in de reconstructie, wat zal onderzocht worden. Meer specifiek zullen we de invloed van detector-oriëntatie en radius voor tweekops- en driekopssystemen op de gereconstrueerde resolutie onderzoeken.

Fotonen die schuin invallen op het kristal kunnen een langere weg door

het kristal afleggen voordat ze scintilleren dan degene die loodrecht invallen. Dit leidt tot een verhoogde detectiewaarschijnlijkheid voor schuine LOR's. Dit effect heeft een invloed op de sensitiviteitsvariatie in de FOV. Dit komt doordat afhankelijk van de radiale en axiale positie van de puntbron niet alle LOR's kunnen gemeten worden maar enkel LOR's met bepaalde oriëntaties (en dus welbepaalde invalshoeken op de detectoren). Als we dit combineren met de geometrische sensitiviteit [28] kunnen we de absolute sensitiviteit berekenen.

Eerst berekenen we de absolute sensitiviteit in 2D en tonen we het effect van de detectie-efficiëntie. Deze berekende sensitiviteit is bruikbaar voor reconstructie van data opgenomen met een beperkte axiale openingshoek. Tegenwoordig worden echter meer en meer grotere openingshoeken gebruikt om de sensitiviteit te verhogen. Voor deze gevallen is een 3D benadering noodzakelijk. Dit kan exact berekend worden door de detectie-efficiëntie te integreren over de ruimtehoek waarbinnen detectie mogelijk is. We berekenen deze 3D sensitiviteit en tonen het effect van de detectie-efficiëntie op het sensitiviteitsprofiel.

Eerst definiëren we een aantal belangrijke begrippen die belangrijk zijn voor de berekeningen en beschrijven we de verschillende configuraties.

4.2 Resolutie en sensitiviteit

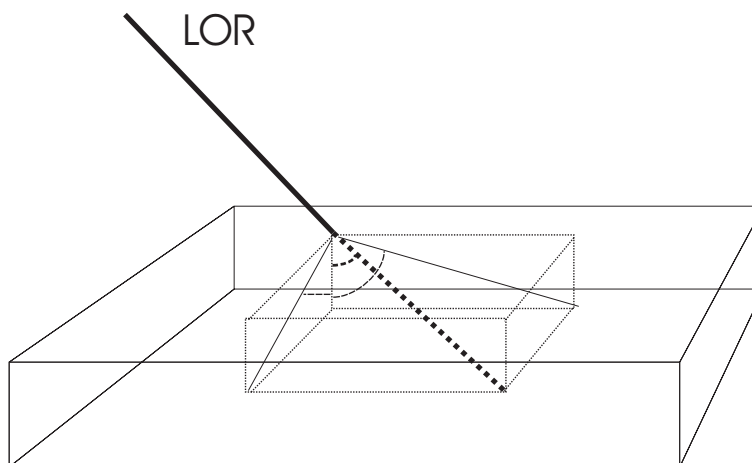
4.2.1 Invalshoek

De invalshoek van een LOR op een kristal wordt gedefinieerd als de absolute waarde van de hoek die deze LOR maakt met de loodrechte op het kristal. Een gedetecteerde LOR heeft dus een invalshoek op elk kristal. In 3D PET wordt een LOR gekarakteriseerd door de transversale hoek γ en de axiale hoek δ ten opzichte van het kristal. De invalshoek λ op het kristal kan dan berekend worden uit de transversale en axiale hoek:

$$\lambda = a \cos \left[\frac{\cos|\gamma| \cos|\delta|}{\sqrt{\cos^2|\delta| + \cos^2|\gamma| \sin^2|\delta|}} \right]. \quad (4.1)$$

4.2.2 Invalshoek bij verschillende configuraties

De invalshoek van een LOR wordt bepaald door de gebruikte configuratie, en het hoekverschil tussen de camera en de LOR (zie figuur 4.2). Voor een 2D tweekopssysteem met een hoekverschil $\Delta\rho = 180^\circ$ zijn de invalshoeken op beide detectoren even groot. Dit komt doordat de ene hoek (zonder absolute

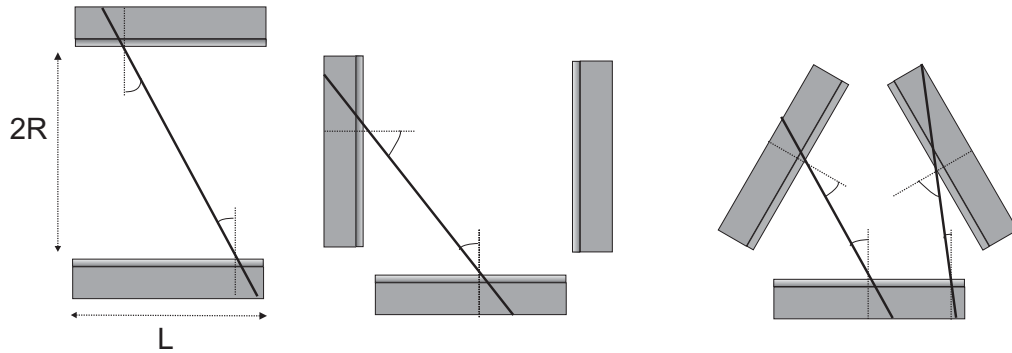


Figuur 4.1: Transversale en axiale componenten van de invalshoek.

waarde te nemen) het complement van de andere hoek is. Elke hoek kan maximaal $\arctan\left(\frac{L}{2R}\right)$ zijn. Aangezien deze maximale invalshoek voorkomt bij LOR's die door het centrum gaan, zal de gemiddelde invalshoek steeds kleiner zijn dan $\frac{1}{2} \arctan\left(\frac{L}{2R}\right)$. Bij een U-vorm is dit natuurlijk identiek voor de LOR's gemeten tussen de detectoren op 90° en 270° . Voor de LOR's gemeten tussen de detectoren op 0° en 90° is de som van beide invalshoeken altijd gelijk aan 90° . Dit heeft tot gevolg dat de gemiddelde invalshoek voor deze detectoren gelijk is aan 45° . Voor een triangulair systeem geldt meestal dat de som van beide invalshoeken gelijk is aan 60° (linkse LOR op figuur 4.2.c). Als een van beide invallen aan de andere kant van de loodrechte valt (figuur 4.2), dan geldt dat het verschil van beide invalshoeken gelijk is aan 60° (rechtse LOR op figuur 4.2.c). Het enige wat we kunnen zeggen over de gemiddelde invalshoek voor een triangulair systeem is dat deze zeker groter is dan 30° .

4.2.3 Resolutie

Het is belangrijk een duidelijk onderscheid te maken tussen de verschillende resoluties. Met intrinsieke resolutie wordt de resolutie van de detector (tengevolge van het kristal en de angerelektronica) zonder collimator voor loodrechte invallen bedoeld. In de praktijk is vooral de resolutie in de reconstructie belangrijk. Dit is de minimale afstand waarop twee puntbronnen (in het gereconstrueerd beeld) van elkaar kunnen onderscheiden worden en is vaak afhankelijk van de positie in de FOV. Verder is deze resolutie niet enkel afhankelijk van



Figuur 4.2: Invalshoeken in de verschillende configuraties.

het toestel maar ook van de gebruikte herleidings- en reconstructiemethode.

4.2.4 Sensitiviteit

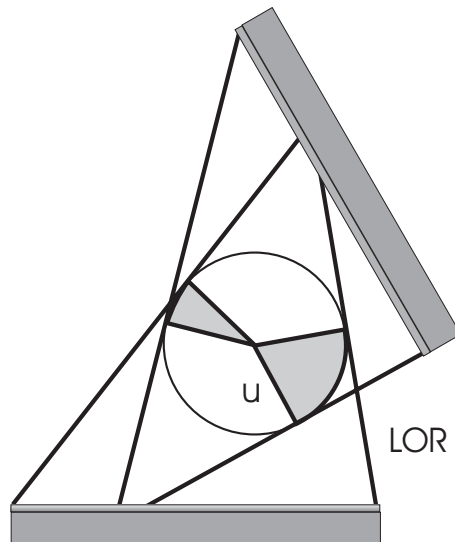
Hier moet een onderscheid gemaakt worden tussen 2D en 3D sensitiviteit, tussen punt- en LOR-sensitiviteit en tussen geometrische en absolute sensitiviteit.

LOR-sensitiviteit

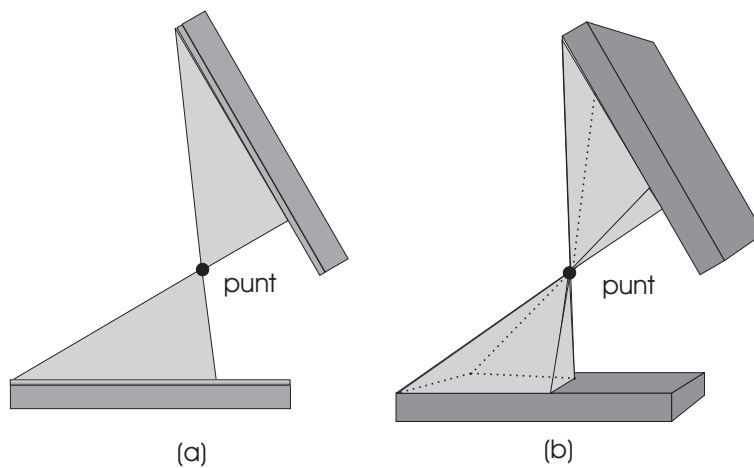
Stel dat een camera een volledige omwenteling rond een LOR maakt. De LOR op een bepaalde radiale afstand wordt slechts in bepaalde posities van de camera gemeten. Dit kan eenvoudig gezien worden door de LOR op een bepaalde afstand u te laten roteren in een vaste cameraconfiguratie (figuur 4.3), wat equivalent is aan de rotatie van de camera rond de LOR. De verhouding van het aantal gedetecteerde tot het totaal aantal LOR's noemen we de geometrische LOR-sensitiviteit S_{LOR} . In figuur 4.3 wordt deze weergegeven door de verhouding van de grijze zone met de totale oppervlakte van de cirkel. Doordat de detectoren niet alle fotonen die invallen ook detecteren, heeft dit ook een invloed op de sensitiviteit. Houden we rekening met de efficiëntie van de detectoren dan spreken we van absolute LOR-sensitiviteit. Deze LOR-sensitiviteit is in deze definitie enkel afhankelijk van de radiale afstand r van het rotatiecentrum en onafhankelijk van de axiale afstand z .

Puntsensitiviteit

We beschouwen een punt, waarin volgens willekeurige richting annihilaties gebeuren. Voor een bepaalde cameraconfiguratie kan slechts een aantal van



Figuur 4.3: Sensitiviteit van een LOR; grijze gebied geeft deel van volledige omwenteling van de LOR waar ze gemeten wordt door beide detectoren.



Figuur 4.4: Sensitiviteit van een punt voor een vaste detectorpositie, (a) 2D sensitiviteit, (b) 3D sensitiviteit

deze annihilaties op beide detectoren terechtkomen (zie figuur 4.4). Dit noemen we de geometrische puntsensitiviteit. In 2D (zie figuur 4.4.a) is het de hoek waarbinnen de LOR's door het punt beide detectoren raken. In 3D (zie figuur 4.4.b) is het eigenlijk de oppervlakte op de eenheidsbol (met als centrum het punt) waarvoor de LOR's kunnen gedetecteerd worden. Houden we hierbij rekening met de beperkte efficiëntie van beide detectoren dan spreken we van absolute 3D puntsensitiviteit. Als de axiale dimensie van de detector niet in rekening wordt gebracht, gaat het over de geometrische (geen invloed van de detector) of absolute (wel invloed van de detector) 2D puntsensitiviteit.

4.3 Effect op resolutie

Bij het bepalen van de scintillatiepositie wordt gebruikgemaakt van *angerlogica*. Hierbij wordt de X en Y-coördinaat (plaats op de detector) van de scintillatie bepaald (hoofdstuk 2). Door de lichtspreidingsfunctie en het beperkt aantal lichtfotonen heeft deze positiebepaling een beperkte intrinsieke resolutie. Het bepalen van de diepte van scintillatie in het kristal gebeurt niet door de *angerlogica*. Hiervoor zijn andere meer geavanceerde technieken nodig [71]. Doordat de diepte van scintillatie niet bepaald wordt, treedt er een bijkomende onzekerheid in de plaatsbepaling voor schuine invallen op. Dit leidt tot een bijkomend resolutieverlies. Turkington [70] heeft aangetoond dat het verband tussen beide kan benaderd worden door een eenvoudig model (vergelijking 4.2). De resolutie bij een bepaalde invalshoek λ is de kwadratische som van de intrinsieke resolutie (de resolutie bij loodrechte inval $R(0)$) en de positie-onzekerheid ten gevolge van de schuine inval en de interactiediepte in het kristal met dikte T . Dit gaat uit van de veronderstelling dat de interactie-waarschijnlijkheid (voor scintillatie) diepteonafhankelijk is. Voor 511 keV is dit niet exact maar toch een zeer goede benadering [70] voor beperkte invalshoeken.

$$R(\lambda) = \sqrt{R(0)^2 + (T \tan \lambda)^2}. \quad (4.2)$$

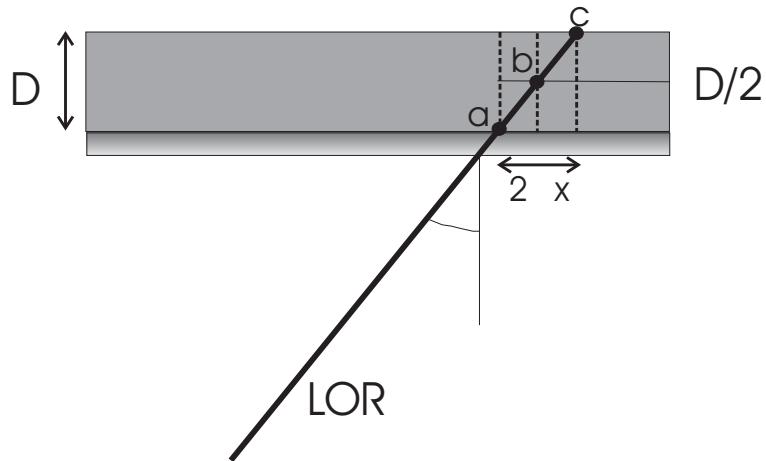
4.3.1 Invloed van de maximale transversale invalshoek

De LOR's met de grootste invalshoek hebben de slechtste resolutie. Bij reconstructie zou men kunnen overwegen om deze niet te gebruiken ten koste van de sensitiviteit. Daarom gaan we eerst na wat de invloed van de maximale toegelaten transversale invalshoek op de resolutie is. Om het effect aan te tonen en het resolutieverlies te bepalen werden simulaties en metingen van een puntbron op een tweekopsgammacamera PET-systeem uitgevoerd. Simulaties waren nodig

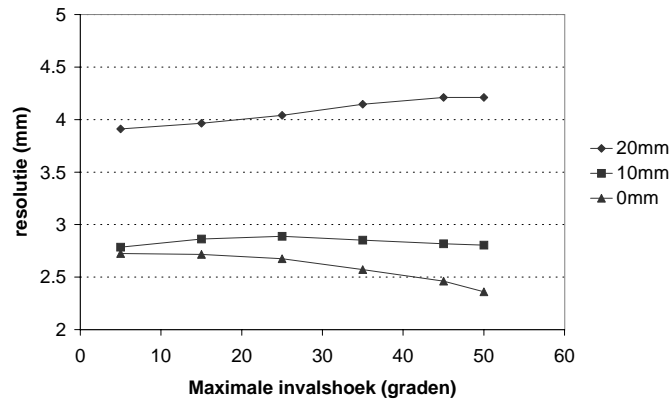
om de invloed van detectordikte, een factor die niet kan gewijzigd worden op de beschikbare gammacamera's, te onderzoeken. Voor zowel de simulaties als de metingen was de afstand van de detector tot het rotatiecentrum 20 cm. Deze afstand werd gekozen omdat in dit geval invallen onder een sterk schuine hoek (maximaal 52°) mogelijk zijn. De simulaties werden achtereenvolgens met de geometrische simulator (zie hoofdstuk 2) en GEANT [31] uitgevoerd. Voor de metingen werd een tweekops gammacamera (Marconi-AXIS [11]) gebruikt.

Een puntbron werd in het rotatiecentrum van de camera geplaatst. De camera is een tweekops gammacamera met een hoek van 180° tussen beide koppen. De afmetingen van de koppen zijn dezelfde als de IRIX- en AXIS-camera: transversale lengte van 528 mm, axiale breedte van 387 mm en een kristaldikte van 10 of 20 mm. De intrinsieke resolutie van een 9.525 mm dik kristal voor 511 keV is 4.1 mm. Voor het dikkere kristal van 20 mm werd een intrinsieke resolutie voor 511 keV van 5.2 mm genomen. Deze waarde werd gemeten op een tweekops gammacamera (Marconi-Prism 2000) met een dik kristal werkende in HCR (Eng: High Count Rate) mode [72]. Voor een 12.7 mm dik kristal werd een resolutie voor 511 keV van 4.5 mm gemeten [70], wat overeenstemt met de gebruikte waarden. Met de vrije weglengte van het positron en de niet-colineariteit werd geen rekening gehouden in de simulatie. Axiale collimatie werd gesimuleerd door alleen annihilaties met een invalshoek kleiner dan 9° toe te laten. Verder werd verondersteld dat de detector 100 procent detectie-efficiëntie heeft en dat de interactiewaarschijnlijkheid in het kristal diepte-onafhankelijk is. Om de dikte van het kristal in rekening te brengen wordt niet de ideale detectiepositie b (zie figuur 4.5) bewaard. Er wordt wel een willekeurige waarde gekozen tussen a en c , die daarna opnieuw verplaatst wordt volgens een gaussiaanse verdeling met FWHM 4.1 of 5.2 mm. Naast de simulaties van deze realistische systemen werd ook een ideaal systeem, zonder de negatieve invloed van kristaldikte op de resolutie, gesimuleerd. Hiervoor werd verondersteld dat de detectie altijd aan het oppervlak van de detector gebeurt. Om enkel het effect van de detectordikte te verwijderen en niet het effect van intrinsieke resolutie werd een intrinsieke resolutie van 4.1 mm gebruikt. Voor elk van de simulaties werden 10^6 annihilaties gesimuleerd. De gesimuleerde metingen werden bewaard volgens het lijstmodeformaat van de Marconi-camera.

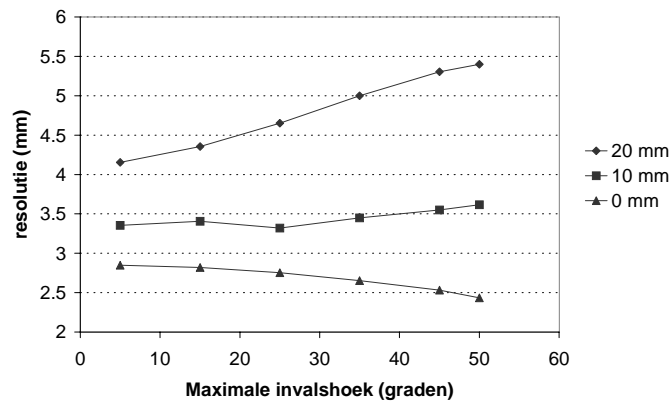
Meer realistische data werden bekomen door gebruik te maken van de GEANT [31] Monte-Carlosimulator. Hierbij wordt ook rekening gehouden met de beperkte detectie-efficiëntie, verstrooiing in het NaI-kristal en de lichtspreidingsfunctie in het NaI-kristal. Om een voldoende aantal gemeten LOR's voor een accurate resolutiebepaling te hebben waren wel 10^7 annihilaties nodig. De uitvoer van GEANT bestaat uit een lijstmodedataset van enkelvoudige fo-



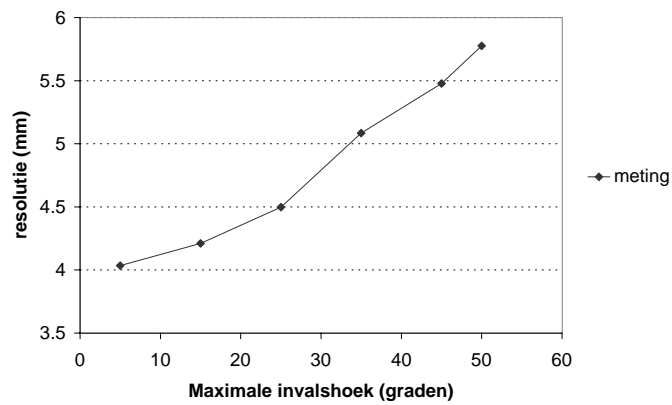
Figuur 4.5: Onzekerheid op de detectiepositie ten gevolge van de dikte van het kristal.



Figuur 4.6: Resolutie als functie van de transversale acceptantiehoek. De data werden bekomen met de geometrische simulator.



Figuur 4.7: Resolutie als functie van de transversale acceptantiehoek. De data werden bekomen met de GEANT Monte-Carlo simulator.



Figuur 4.8: Resolutie als functie van de transversale acceptantiehoek. De data werden bekomen door metingen op de gammacamera.

tonen. Uit deze dataset werden de werkelijke coincidenties in een 30 procent energievenster rond 511 keV gepaard en weggeschreven naar een PET-lijstmodedataset. De ideale detector werd gesimuleerd door het NaI-kristal te vervangen door een hypothetische detector Neutronium met een zeer hoge dichtheid en bijgevolg een perfecte detectie-efficiëntie.

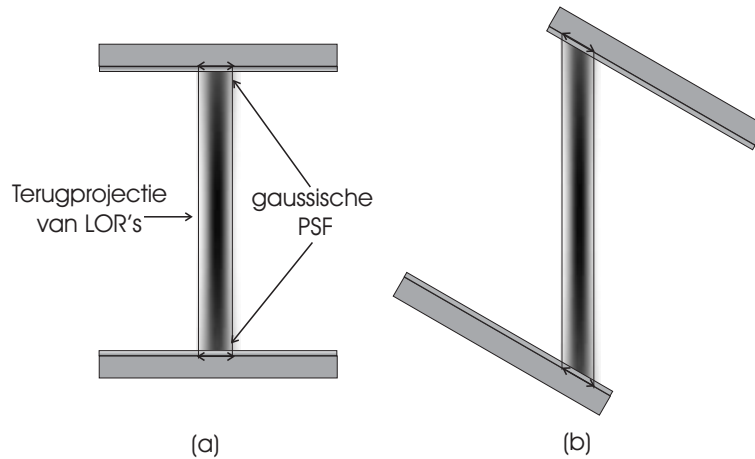
De metingen werden opgenomen op een AXIS tweekopsgammacamera uitgerust met een 19.2 mm dik kristal. De lijstmodedata in een energievenster van 30 procent rond 511 keV werden bewaard en gebruikt voor de reconstructie.

De lijstmodedata van alle simulaties en metingen werden gereconstrueerd met een lijstmode ML-EM-algoritme (10 iteraties). In de beeldruimte werd een pixelafmeting van 1 mm gebruikt om een vrij nauwkeurige resolutiebepaling mogelijk te maken. Er werden verschillende bovengrenzen aan de invalshoek genomen wat resulteert in de verschillende grafieken. De resolutie in de radiale en tangentiële richting werd bepaald met een gaussiaanse fit [73]. De gemiddelde resoluties die werden bekomen voor de simulaties met de drie verschillende kristaldiktes (0, 10 mm en 20 mm) zijn weergegeven in figuur 4.6.

Er is een klein verlies in resolutie met toenemende maximale transversale acceptantiehoeke γ_{lim} voor de kristaldikte van 20 mm. Voor het fictieve geval van een 0 mm dik kristal is er geen resolutieverlies maar wel een verbetering met toenemende maximale transversale acceptantiehoeke γ_{lim} . Dit wordt veroorzaakt doordat het includeren van schuine invallen met dezelfde intrinsieke resolutie een betere resolutie in het centrum veroorzaakt. De terugprojectie van schuine invallen geeft een scherper profiel in het centrum dan de terugprojectie van loodrechte invallen. Dit wordt geïllustreerd in figuur 4.9. Het resolutieverloop van de meting met het 10 mm dik kristal is constant doordat beide effecten elkaar compenseren.

De simulaties met GEANT (figuur 4.7) tonen een gelijkaardig verloop: de resolutie van de simulatie met het 0 mm dik kristal verbetert ook met een toenemende maximale transversale acceptantiehoeke. De resoluties voor het 10 en 20 mm dik kristal liggen wel duidelijk hoger, wat te wijten kan zijn aan verstrooiingseffecten in het kristal. Die werden in de vorige simulaties niet in rekening gebracht. De beste resolutie voor een 20 mm dik kristal (voor een acceptantiehoeke van 5°) ligt net boven 4 mm.

De curve voor de meting (figuur 4.8) met het 19.1 mm dik kristal vertoont ook een toenemende resolutie voor toenemende maximale transversale acceptantiehoeke γ_{lim} . Het verloop lijkt het sterkst op dit van de simulaties met de GEANT-simulator. Wat opvalt is dat de toename bij de geometrische simulatie minder sterk is dan bij de GEANT-simulaties en de meting. Dit kan veroor-



Figuur 4.9: Terugprojectie van de LORs voor een kristal waarbij enkel de intrinsieke resolutie in rekening wordt gebracht. De Point Spread Function is hier niet afhankelijk van de invalshoek. Twee verschillende gevallen worden getoond: (a) loodrecht op beide kristallen, (b) schuin op beide kristallen. Bij (b) is de terugprojectie duidelijk smaller.

zaakt worden door de veronderstelling van een diepte-onafhankelijke interactiewaarschijnlijkheid. In werkelijkheid treden de scintillaties met een iets grotere waarschijnlijkheid op in de eerste lagen van het kristal. Deze scintillaties hebben dus een grotere lichtspreadsfunctie (en dus slechtere resolutie) dan de scintillaties die in de achterste lagen van het kristal, dicht bij de detectie-elektronica, optreden. Het effect van de vrije weglengte van het positron en de onzekerheid op de annihilatiehoek lijken geen groot verschil te veroorzaken tussen de meting en de GEANT-simulatie.

De maximale transversale acceptantiehoek wordt niet enkel bepaald door de instellingen tijdens de reconstructie, maar is ook afhankelijk van de oriëntatie en de afstand tot het centrum van de detectoren. De camera kan ook in verschillende oriëntaties, die optimaal zijn voor verschillende onderzoeken, geplaatst worden. Deze oriëntatie zal ook een invloed hebben op de maximale transversale acceptantiehoek. De resolutie van een aantal klinisch relevante configuraties werd onderzocht.

4.3.2 Invloed van de afstand van de detector tot het centrum en van de configuratie

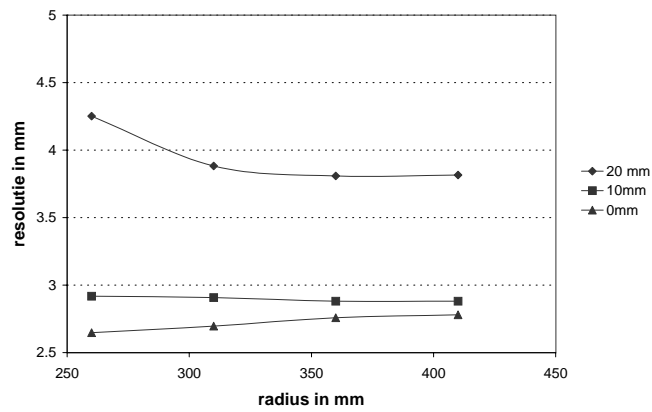
Verschillende configuraties werden gesimuleerd: een tweekopsconfiguratie (0° - 180°) en twee driekopsconfiguraties (0° - 120° - 240° en 0° - 90° - 270°). Voor elk van deze configuraties werden verschillende afstanden ($R = 21, 26, 31, 36, 41$ cm) van de detectoren tot het centrum genomen. De geselecteerde afstanden van deze 5 waarden kunnen allen ingesteld worden op de Marconi-camera's. Voor elk van de configuraties werden ook dezelfde 3 kristaldiktes ($D = 0, 10, 20$ mm) geselecteerd.

Voor elke configuratie werden twee simulaties uitgevoerd. De eerste hield enkel rekening met de invloed van de detector: voor het 10 mm dik kristal werd een intrinsieke resolutie van 4.1 mm gebruikt en voor het 20 mm dik kristal een intrinsieke resolutie van 5.2 mm. De onzekerheid ten gevolge van de detectordikte D werd in rekening gebracht door de veronderstelling van een diepte-onafhankelijke interactiewaarschijnlijkheid. In de tweede simulatie werd bijkomend rekening gehouden met de onzekerheid op de annihilatiehoek omdat dit fysisch effect een invloed op de resolutie heeft, die afhankelijk is van de afstand R van de detector tot het centrum. Het effect werd gemodelleerd als een gaussische verdeling met een FWHM van 0.5° rond de annihilatiehoek van 180° [74]. De vrije weglengte van het positron werd niet gesimuleerd.

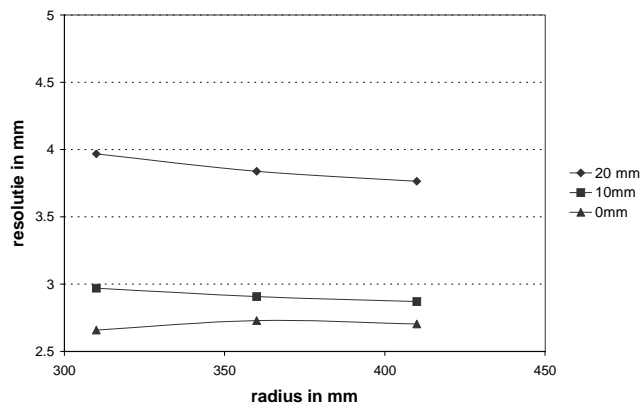
De resoluties werden uitgemiddeld over 4 punten (0, 5, 10 en 15 cm van het centrum). De resultaten van de verschillende configuraties (zonder onzekerheid op de annihilatiehoek) worden getoond in figuren 4.10, 4.11, 4.12. De resultaten van de verschillende configuraties (met onzekerheid op de annihilatiehoek) worden getoond in figuren 4.13, 4.14, 4.15. Deze simulaties maken het mogelijk de invloed van de detectorafstand, de configuratie en de kristaldikte te onderzoeken.

Invloed van de afstand van de detector tot het centrum

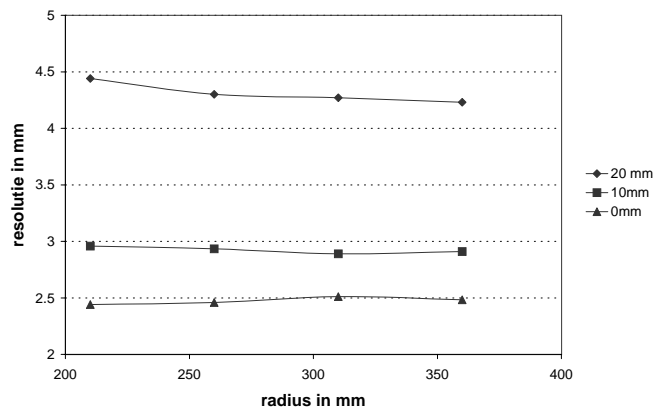
Het effect van de afstand van de detector tot het centrum op de resolutie wordt veroorzaakt door de verandering in gemiddelde invalshoek. Des te verder de detectoren van het centrum worden geplaatst, des te kleiner wordt de gemiddelde invalshoek op het kristal, wat zal leiden tot een kleinere onzekerheid op de detectiepositie en bijgevolg tot een betere resolutie. Dit effect is zeer duidelijk op de curves van de simulaties met de kristallen met dikte 10 of 20 mm. De verbetering is echter steeds beperkt: kleiner dan 0.2 mm voor een toename van de afstand tot het centrum met 100 mm. Het kristal met dikte 0 mm vertoont een kleine verslechtering in de resolutie met toenemende afstand tot het centrum, wat veroorzaakt wordt door het effect beschreven in figuur 4.9.



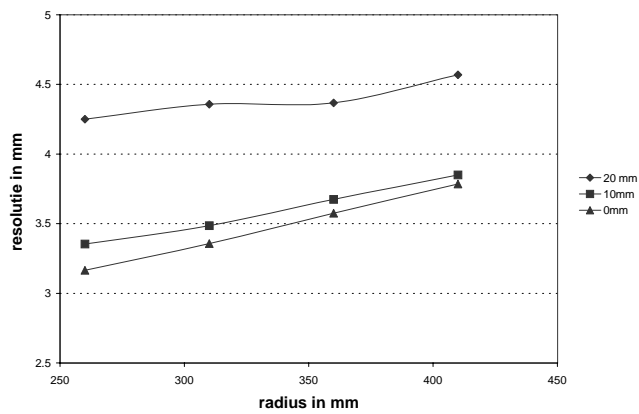
Figuur 4.10: Resolutie voor verschillende detectorafstanden in een tweekopsconfiguratie.



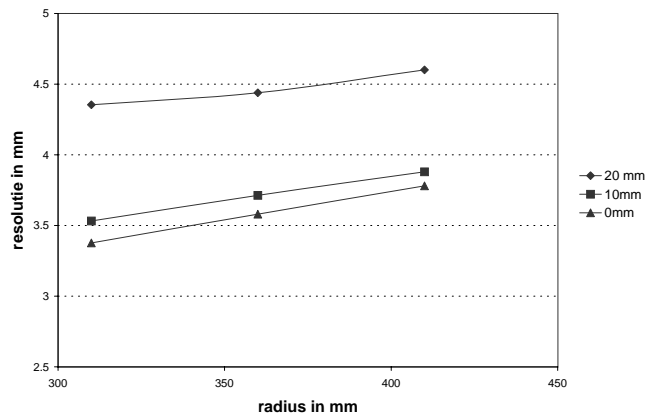
Figuur 4.11: Resolutie voor verschillende detectorafstanden in een U-vormconfiguratie.



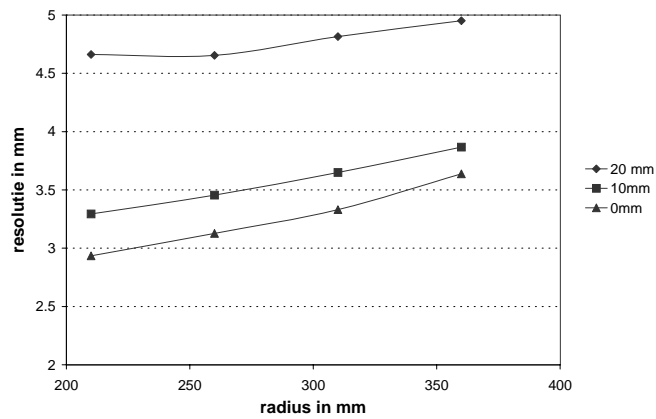
Figuur 4.12: Resolutie voor verschillende detectorafstanden in een driehoekige configuratie.



Figuur 4.13: Resolutie voor verschillende detectorafstanden in een tweekopsconfiguratie rekening houdend met een onzekerheid op de annihilatiehoek.



Figuur 4.14: Resolutie voor verschillende detectorafstanden in een U-vormconfiguratie rekening houdend met een onzekerheid op de annihilatiehoek.



Figuur 4.15: Resolutie voor verschillende detectorafstanden in een driehoekige configuratie rekening houdend met een onzekerheid op de annihilatiehoek.

Als we de onzekerheid op de annihilatiehoek in rekening brengen, verslechtert de resolutie met toenemende afstand tot het centrum. Dit toont aan dat de onzekerheid op de annihilatiehoek het effect van afname in gemiddelde invalshoek domineert. De toename is het hoogst voor het 0 en 10 mm dik kristal: 0.4 mm voor een toename van de afstand tot het centrum met 100 mm. Bij het 20 mm dik kristal is de afname in gemiddelde invalshoek relatief (ten opzichte van 0 en 10 mm) gezien belangrijker, maar het wordt nog steeds gedomineerd door de onzekerheid op de annihilatiehoek. Dit leidt tot een minder snelle toename van de resolutie met toenemende afstand tot het centrum.

Invloed van de kristaldikte en de configuratie

Zonder de invloed van de kristaldikte hebben de driekopsconfiguraties een iets betere resolutie dan de tweekopsconfiguraties: voor een detectorafstand van 310 mm is de resolutie van een tweekopsconfiguratie 2.7 mm, die van een U-vormconfiguratie 2.65 mm en die van een triangulaire configuratie 2.5 mm. Als de onzekerheid op de annihilatiehoek in rekening wordt gebracht, variëren de resoluties tussen de 3.0 mm (triangulair) en 3.4 mm (U-vorm).

De kristaldikte heeft een grotere invloed op de resolutie van driekopssystemen dan op die van tweekopssystemen. Als de koppen op 0° en 180° staan, zullen de invallen op het kristal relatief dicht bij de loodrechte zijn. Voor de driekopsconfiguraties gebeuren de invallen onder grotere hoeken. In de triangulaire configuratie zullen de invallen tussen alle detectorparen gemiddeld onder een grote hoek (gemiddelde boven 30°) gebeuren. Voor de U-vorm configuratie zullen enkel de invallen tussen de detectorparen 0° - 90° en 0° - 270° invallen onder een grote hoek (gemiddeld 45°). Dit zorgt ervoor dat als we rekening houden met de kristaldikte de triangulaire configuratie de slechtste resolutie heeft: voor een detectorafstand van 310 mm en een detectordikte van 20 mm is de resolutie 4.3 mm. Voor dezelfde detectorafstand en -dikte heeft de U-vormconfiguratie een resolutie van 3.9 mm en de tweekopsconfiguratie een resolutie van 3.8 mm. Als we de onzekerheid op de annihilatiehoek in rekening nemen, heeft deze triangulaire configuratie een resolutie van 4.8 mm, de U-vorm een resolutie van 4.4 mm en de tweekopsconfiguratie een resolutie van 4.3 mm.

Deze resultaten tonen aan dat het resolutieverlies door het gebruik van 3 koppen beperkt is voor de U-vorm (0.1 mm), maar groter voor een triangulaire configuratie (0.5 mm). Het gebruik van 3 koppen leidt echter wel tot een significante toename van de sensitiviteit ten opzichte van de tweekopssystemen [27, 75, 76].

Config.	Radius	21 cm	26 cm	31 cm	36 cm	41 cm
0° -120° -240°		6.53	6.39	6.74	7.85	*
0° -90° -180°		*	*	6.14	5.85	6.00
0° -180°		5.77	5.33	5.31	5.98	6.15

Tabel 4.1: Gemiddelde resoluties van de metingen (mm). De configuraties die niet mogelijk waren omwille van beperkingen op de camera, worden met een * aangeduid

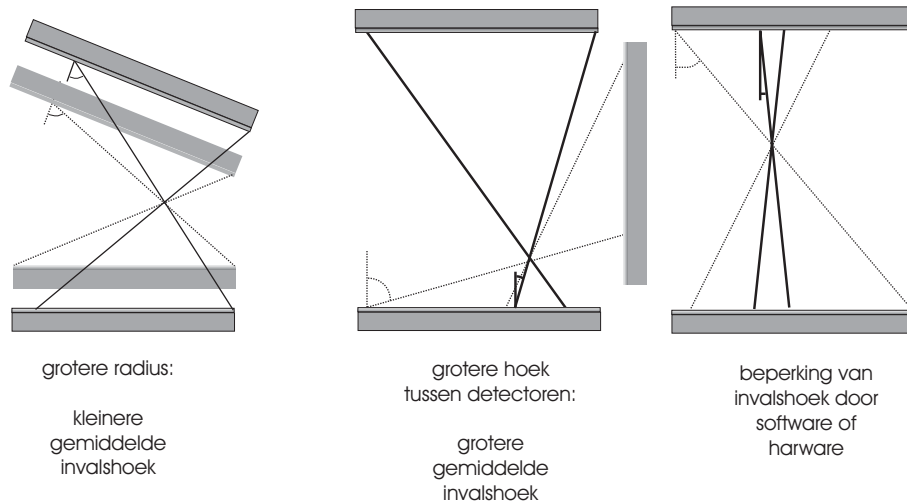
Metingen

De metingen werden enkel uitgevoerd voor een kristaldikte van 19.2 mm. De resolutie werd gemeten op verschillende punten (0,5,10 en 15 cm radiale afstand) voor het tweekopssysteem en voor beide driekopssystemen. Vier ^{22}Na puntbronnen (elk 10 μCi) werden geplaatst op de verschillende radiale afstanden in de centrale axiale snede. Een opname van 50 minuten werd gemaakt in een 30 procent energievenster rond 511 keV. De lijstmodedata werden gereconstrueerd met het 3D lijstmode ML-EM-algoritme (10 iteraties). De resolutie (FWHM) werd bepaald met dezelfde methode als voor de simulaties.

De resultaten worden weergegeven in tabel 4.1. De tweekops en de triangulaire configuraties hebben de slechtste resolutie bij de maximale afstand van de detectoren. De toename is niet zo duidelijk als bij de simulaties. Net als bij de simulaties worden de slechtste resoluties bekomen voor de triangulaire configuratie. De gemeten waarden zijn wel duidelijk hoger dan de resultaten van de simulaties. Een beperkte toename kan te wijten zijn aan de invloed van de vrije weglengte van het positron. Andere factoren die mogelijk een rol spelen zijn de afmeting van de puntbron en een onnauwkeurige geometrische calibratie van het systeem. Er werd aangetoond [77] dat een nauwkeurige kennis van de positie van de detectoren (radiale afstand, tangentiële verschuiving en tilt van de detectoren) een grotere invloed heeft op de resolutie van driekopconfiguraties dan bij tweekopsconfiguraties. De metingen in het geval van een tweekopsconfiguratie (figuur 4.8) komen wel vrij goed overeen met de Geant simulaties (figuur 4.7). Een mogelijke verklaring waarom dit een betere overeenkomst geeft, is het includeren van de comptonverstrooiing in het kristal in de simulatie met Geant.

4.3.3 Discussie

Uit deze resultaten blijkt dat voor een systeem (met een vaste kristaldikte) het verminderen van de gemiddelde invalshoek de spatiale resolutie verbetert. Dit kan op verschillende manieren bekomen worden: door een maximale invalshoek



Figuur 4.16: Factoren die de gemiddelde invalshoek beïnvloeden.

hoek voor acquisitie of reconstructie te bepalen, door de detectorafstand tot het centrum te vergroten, door een andere oriëntatie voor de detectoren. Een U-vorm heeft een betere resolutie dan een triangulaire configuratie.

Voor de detectorafstand is er voor realistische simulaties en voor metingen echter een bijkomend effect: als de onzekerheid op de annihilatiehoek in rekening wordt gebracht, domineert dit het effect van de vermindering van gemiddelde invalshoek en wordt de resolutie slechter met toenemende detectorafstand. Verder is het evident dat de resolutie verbetert door het verminderen van de kristaldikte.

Deze simulaties zijn een geschikt model voor opnames met axiale collimatoren. De axiale resolutie werd niet in rekening gebracht omdat die afhangt van de axiale collimatie en onafhankelijk is van de configuratie. Voor opnames zonder axiale collimatie is het noodzakelijk dat de axiale resolutie ook in rekening wordt gebracht omdat er dan geen beperking meer is op de axiale invalshoek.

4.4 Effect van kristaldikte op sensitiviteit

Door de geometrie en de detectie-efficiëntie zal de sensitiviteit variëren in de FOV. In de uitdrukking voor het lijstmode ML-EM-algoritme (vergelijking 4.3) komt de sensitiviteit van elke voxel s_j voor:

$$f_j^{(k+1)} = \frac{f_j^{(k)}}{s_j} \sum_{c=1}^C \frac{a_{cj}}{\sum_{j'=1}^N a_{cj'} f_{j'}^{(k)}}. \quad (4.3)$$

Als we enkel interne LOR-effecten beschouwen kan het matrixelement a_{cj} opgesplitst worden in twee termen, $a_{cj} = w_c x_{cj}$ waarbij de eerste term de waarschijnlijkheid op detectie langs een bepaalde LOR voorstelt, die onafhankelijk is van de voxel waarvan de annihilatie afkomstig is. De tweede term is dan een element van de projectiematrix. Deze elementen kunnen dan berekend worden door bijvoorbeeld het Siddon-algoritme. De gelijke termen w_c in teller en noemer elimineren elkaar. Hierdoor kan de sensitiviteitscorrectie per voxel uitgevoerd worden.

$$f_j^{(k+1)} = \frac{f_j^{(k)}}{s_j} \sum_{c=1}^C \frac{x_{cj}}{\sum_{j'=1}^N x_{cj'} f_{j'}^{(k)}}. \quad (4.4)$$

De factor s_j is de waarschijnlijkheid dat een emissie afkomstig van voxel j zal gedetecteerd worden. Als we ervan uitgaan dat er geen interactie gebeurt van het punt van annihilatie tot het bereiken van de detector en we dus enkel factoren beschouwen die van het detectiesysteem afhangen, is het duidelijk dat de sensitiviteit afhangt van de camera-geometrie en de detectie-efficiëntie.

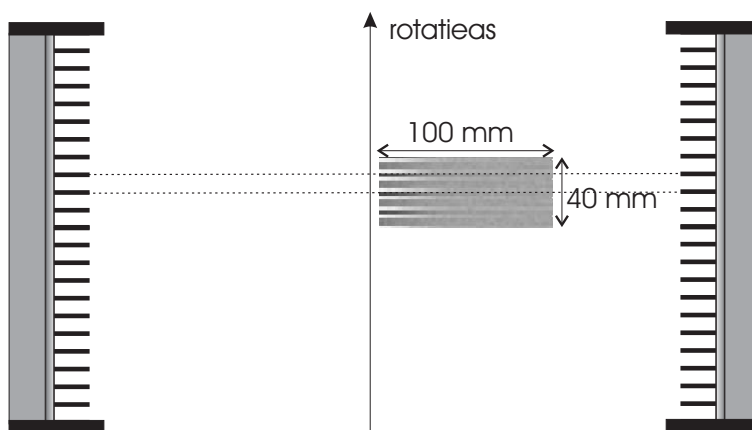
Een andere mogelijkheid is de gemeten data (LOR's of bins) te corrigeren voor de reconstructie [78]. Dit bekomt men door de volgende uitdrukking:

$$f_j^{(k+1)} = \frac{f_j^{(k)}}{s'_j} \sum_{c=1}^C \frac{x_{cj} w_c^{-1}}{\sum_{j'=1}^N x_{cj'} f_{j'}^{(k)}} \quad (4.5)$$

$$\text{waarin } s'_j = \sum_{i=1}^M x_{ij}. \quad (4.6)$$

s'_j is de sensitiviteit die rekening houdt met het feit dat de data al gecorrigeerd zijn. Het is echter aangetoond dat deze methode minder goed is dan de voxelgebaseerde correctie [78]. Recent werd ook aangetoond dat bij herleiding van lijstmode data naar projecties weging van de LOR's na herleiding beter is dan weging van de LOR's voor de herleiding [79].

We bekomen deze puntsensitiviteit voor een 2D of een 3D acquisitie van een willekeurige camera-oriëntatie door een discretisatie van een integraal. Dit zou ook kunnen bekomen worden door metingen. Om het aantal willekeurige coïncidenties te beperken zou men de activiteit echter zeer laag moeten houden, wat zou resulteren in langdurige metingen om een goede signaalruisverhouding te bekomen. Opnames zouden ook moeten gebeuren zonder verstrooi-



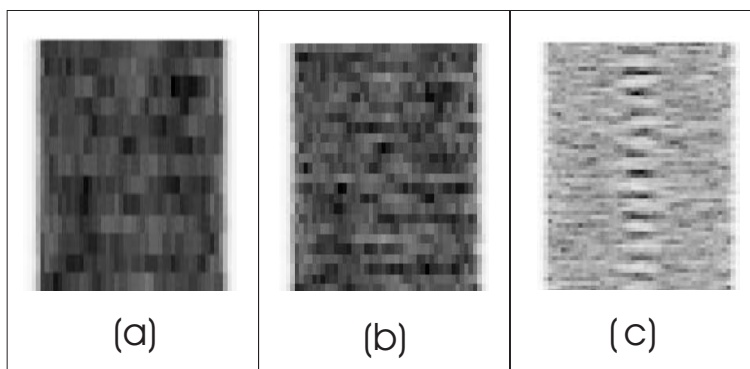
Figuur 4.17: Sensitiviteitsvariatie door de afmetingen van de septa.

end medium rond de bron, om het aantal verstrooide coïncidenties te beperken. Een andere mogelijkheid zijn Monte-Carlosimulaties waarbij verstrooide en willekeurige coïncidenties niet toegelaten worden. Dit is echter veel trager dan een berekening, die snel genoeg is om net voor elke reconstructie uit te voeren. Deze traagheid is een belangrijk nadeel, want de detectororiëntatie of de detectorafstand tot het centrum verschilt dikwijls tussen verschillende opnames, zodat telkens een nieuwe sensitiviteitsmap zou moeten bekomen worden met Monte-Carlosimulaties. Daarom gebruiken we de Monte-Carломethode slechts om de berekende waarden te valideren.

Alle simulaties in 2D werden gedaan met een kristal met transversale afmetingen 54 cm en detectordikte 19.05 mm, wat ook de werkelijke afmetingen zijn van de kristallen van de Marconi-IRIX-camera. De opnames gebeuren met of zonder axiale collimatie. Zonder mechanische collimatie is dit een opname in 3D mode, wat voor een hoge sensitiviteit zorgt maar enkel geschikt voor lage activiteiten in de FOV omwille van de beperkte telkadans. Daarom wordt vaak axiale collimatie (in dit geval met een openingshoek van 9°) gebruikt wat de sensitiviteitsberekening in de praktijk herleidt tot een 2D probleem. We tonen eerst aan voor welke gevallen de 2D benadering correct is voor axiale collimatie.

4.4.1 2D benadering voor axiale collimatie

De axiale collimatie gebeurt door loden septa. Deze hebben een eindige dikte, een bepaalde lengte en worden op een zekere afstand van elkaar geplaatst.



Figuur 4.18: Drie reconstructies van een centrale snede (door het vlak $y=0$) van een uniform fantoom. De afmeting van de voxels in de x en y-richting blijft constant (5 mm) maar de reconstructies hebben verschillende afmetingen van de voxels in de z-richting: (a) 10 mm, (b) 5 mm en (c) 2 mm.

Deze collimatie zal dus een invloed hebben op de sensitiviteit. Dit wordt onderzocht door gebruik te maken van de geometrische simulator met de axiale septa (zie beschrijving in hoofdstuk 2).

Een vlakke bron (voxels van 1 mm^3) met een uniforme activiteit werd gesimuleerd (10^7 annihilaties). De ligging van het vlak is op $y=0$. De vlakke bron heeft een afmeting in de radiale richting van 100 mm en van 40 mm in de axiale richting. De dikte van de axiale septa is 3 mm, de spatie tussen de septa is 10 mm, en de lengte van de septa is 47 mm. De maximale openingshoek van deze configuratie is 9.2° .

De beide detectoren (op 0° en 180°) werden op een radius van 360 mm geplaatst. De simulatie werd uitgevoerd en voor elke gedetecteerde coïncidentie werd de sensitiviteitsmap met 1 verhoogd op de oorsprong van de coïncidentie. Dit geeft het resultaat in figuur 4.17.

Rond de centrale as treden er duidelijk afwisselend minima en maxima op. De maxima treden ter hoogte van de ligging van de septa en halverwege tussen de septa. Het minimum treedt op ter hoogte van één kwart van de spatie tussen de septa en ter hoogte van driekwart van deze spatie.

Dit effect is ook zichtbaar op reconstructies. Een Monte-Carlosimulatie (met dezelfde afmetingen van septa) van een cilindrisch object werd gereconstrueerd volgens drie verschillende grids. De voxelafmeting in de x- en y-richting werd steeds gelijk aan 5 mm genomen. De voxelafmeting in de z-richting was verschillend voor de drie reconstructies: 10, 5 en 2 mm. Het resultaat van deze reconstructies wordt afgebeeld in figuur 4.18. Het is duidelijk

dat een kleine voxelafmeting (kleiner dan de halve septaspatie) in de z-richting een duidelijke variatie in het centrale gedeelte van de reconstructie geeft. Om geen invloed van de afmetingen van de septa te hebben is het dus nodig om de afmeting van de voxels in de z-richting gelijk aan een veelvoud van de halve septaspatiëring te nemen. In dit geval zullen geen sensitiviteitsvariaties tengevolge van de dikte van de septa meer zichtbaar zijn. In dit geval is de 2D benadering voor de berekening van de sensitiviteit voldoende.

4.4.2 Fotopieefficiëntie als functie van de dikte van het NaI-kristal

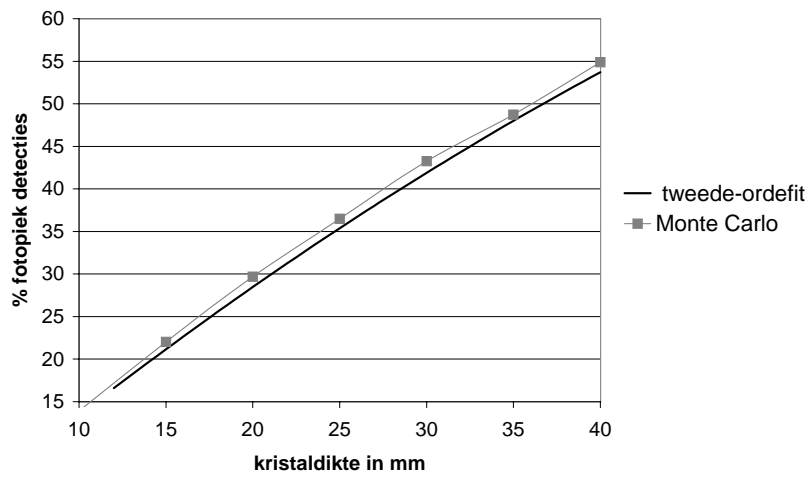
Om de detectie-efficiëntie in rekening te brengen voor de berekening van de sensitiviteit moeten we een verband $E(d)$ hebben tussen de dikte d van het kristal en de detectie-efficiëntie E voor 511 keV fotonen. Om dit verband te bekomen hebben we een tweede-ordefit gemaakt aan de waarden gemeten in [80]. Deze fit werd vergeleken met Monte-Carlo-simulaties [31]. Hierbij werden 10^6 511 keV fotonen uitgestuurd in een 0.1° emissiehoek. Het kristal werd loodrecht op deze emissie geplaatst, zodat er alleen loodrechte invallen mogelijk zijn. De verhouding van het aantal fotopiekdetecties tot het aantal emissies is weergegeven in figuur 4.19. Op deze grafiek staat ook de tweede-ordefit door de datapunten van [80]. De tweede-ordefit werd verkozen omdat deze een beetje nauwkeuriger was dan de eerste-ordefit. Een detectie met verschillende interacties in het kristal maar met een volledige vrijgave van de energie werd ook als een fotopiekdetectie geregistreerd.

De resultaten van de Monte-Carlosimulatie hebben een gelijkaardig verloop met de gemeten data. Ook de absolute waarden liggen dicht bij de metingen. De lichte onderschatting kan te wijten zijn aan de registratie van detectie met verschillende interacties in het kristal. Bij de gemeten waarden is het mogelijk dat deze niet als fotopiekdetecties werden geregistreerd. Meer details hierover worden niet gegeven in [80].

Het verband tussen beide is nagenoeg lineair voor 511 keV. Bij een perfecte lineariteit zou de voorwaarde voor diepte-onafhankelijke detectiewaarschijnlijkheid, wat de veronderstelling was voor de formule van 4.2, vervuld zijn.

4.4.3 Relatie tussen de invalshoek, detectordikte en detectie-efficiëntie

Een bepaalde LOR (vette lijn in figuur 4.2) die niet loodrecht op beide detectoren invalt, kan een langere weg afleggen door het kristal en heeft dus een hogere waarschijnlijkheid op detectie. De weg die het foton aan elke kant van de



Figuur 4.19: Percentage van 511 keV annihilaties die leiden tot een fotopiekdetectie. De datapunten (grijze blokjes) zijn waarden bekomen door de simulatie met Geant, de zwarte lijn is een tweede-ordefit door de waarden uit [80].

LOR doorheen het kristal kan afleggen is de kristaldikte gedeeld door de cosinus van de invalshoek. Uit de tweede-ordefit kunnen we de detectie-efficiëntie voor deze afgelegde weg (kristaldikte gedeeld door cosinus) bepalen. Om de detectie-efficiëntie voor een LOR te bekomen is het voldoende het product van de detectie-efficiënties voor beide afgelegde wegen te nemen.

4.4.4 Puntsensitiviteit voor 2D opnames

Als de fotopiekdetectie-efficiëntie in functie van de kristaldikte gekend is, kan de LOR-detectie-efficiëntie $CE(\delta, \tau)$, waarbij δ de invalshoek op de eerste detector is en τ die op de tweede detector, eenvoudig berekend worden door het product van de detectie-efficiënties voor beide kristaldiktes te nemen:

$$CE(\delta, \tau) = E\left(\frac{d}{\cos \delta}\right) * E\left(\frac{d}{\cos \tau}\right). \quad (4.7)$$

Uitgaande van deze LOR-detectie-efficiëntie kan de absolute 2D puntsensitiviteit berekend worden. Als we een volledige continue rotatie veronderstellen, is de absolute sensitiviteit $S_{CE}^{lor}(u)$ voor een LOR op radiale afstand u gelijk aan de integratie van de coïncidentiedetectie-efficiëntie over alle mogelijke camerahoeken waarbinnen een meting kan gebeuren. Dit gebeurt door een integratie binnen de grenshoeken (zie figuur 4.20) van de LOR-sensitiviteit.

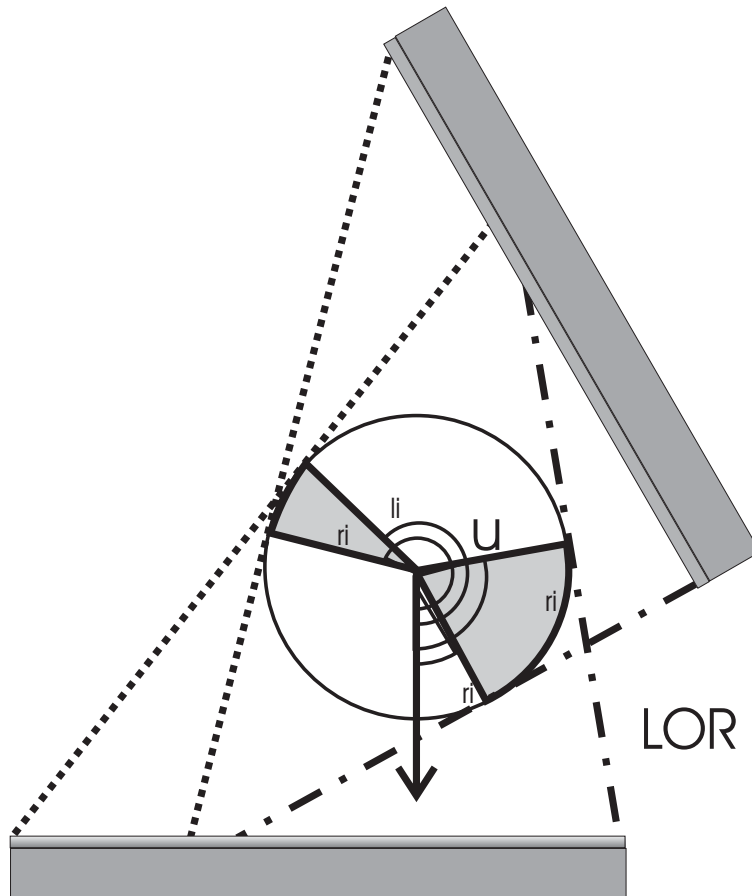
$$S_{CE}^{lor}(u) = \sum_{i=1}^3 \left(\int_{\alpha_i^r}^{\beta_i^r} CE(\delta(u, \phi), \tau(u, \phi)) d\phi + \int_{\alpha_i^l}^{\beta_i^l} CE(\delta(u, \phi), \tau(u, \phi)) d\phi \right). \quad (4.8)$$

De som in deze term gaat over alle mogelijke detectorparen: voor driekops-PET zijn dat er drie, voor tweekops-PET is er slechts één paar en verdwijnt deze som. Voor elk detectorpaar zijn er twee termen [27]: de eerste term neemt een kant van de camera in rekening (streep-punt lijn in figuur 4.3) terwijl de tweede term de andere kant (puntjeslijnen in figuur 4.3) in rekening brengt. Voor tweekops-PET met een hoek van 180° tussen beide detectoren zijn beide termen gelijk.

De absolute 2D puntsensitiviteit op een radiale afstand a wordt bekomen door de terugprojectie van alle mogelijke LOR's die door dat punt gaan:

$$s^{pt}(a) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} S_{CE}^{LOR}(a|\cos \eta|) d\eta. \quad (4.9)$$

Voor niet-continue camerarotaties kan de sensitiviteit berekend worden door bovenstaande vergelijkingen (zowel vergelijking 4.8 als vergelijking 4.9) te discretiseren.



Figuur 4.20: Sensitiviteit van een LOR (met een radiale afstand u) in een tweekopsconfiguratie; de index i wordt gebruikt om het detectorpaar in een driekopsconfiguratie weer te geven; de indices r en l worden gebruikt om de hoeken langs respectievelijk de rechter- en linkerzijde weer te geven. De hoeken $\alpha_i^r, \beta_i^r, \alpha_i^l$ en β_i^l die de LOR-sensitiviteit bepalen worden weergegeven op deze figuur.

4.4.5 Sensitiviteitsprofielen voor verschillende 2D configuraties

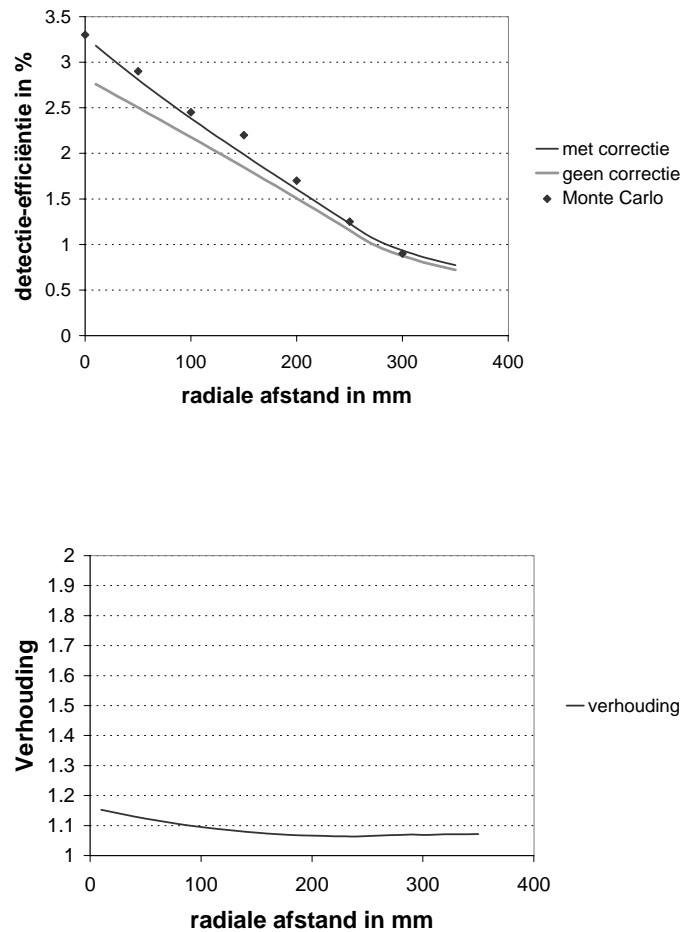
Een geometrische simulatie werd bekomen door het effect van de invalshoeken op de sensitiviteit te negeren, en dus te veronderstellen dat elke inval loodrecht op een kristal van dikte d was. Dit gebeurt door dezelfde vergelijkingen te gebruiken en de coïncidentiedetectie-efficiëntie gelijk aan een constante $CE = E(d) * E(d)$ te nemen. Dit zorgt er ook voor dat de sensitiviteitswaarden voor de simulatie met en zonder de invloed van de detector in hetzelfde bereik liggen.

Drie relevante configuraties werden geselecteerd: de eerste twee hebben dezelfde detectorafstand van 360 mm: een 0° - 180° tweekopsconfiguratie en een 0° - 90° - 270° driekopsconfiguratie. Deze detectorafstand werd gekozen omdat het de kleinste waarde is waarop de koppen van de U-vorm kunnen geplaatst worden zonder ze te verschuiven in de tangentiële richting. Dit zijn ook de meest gebruikte configuraties voor een PET-opname van de thorax of het abdomen. Een triangulaire configuratie is meer geschikt voor een opname van de hersenen, waarbij de detectoren dichter kunnen geplaatst worden. De detectorafstand nemen we gelijk aan 230 mm. Een triangulaire configuratie van 360 mm werd niet overwogen omdat die een minimale sensitiviteit heeft in het centrum van de FOV. De resultaten voor de verschillende configuraties worden weergegeven in de figuren 4.21, 4.22 en 4.23.

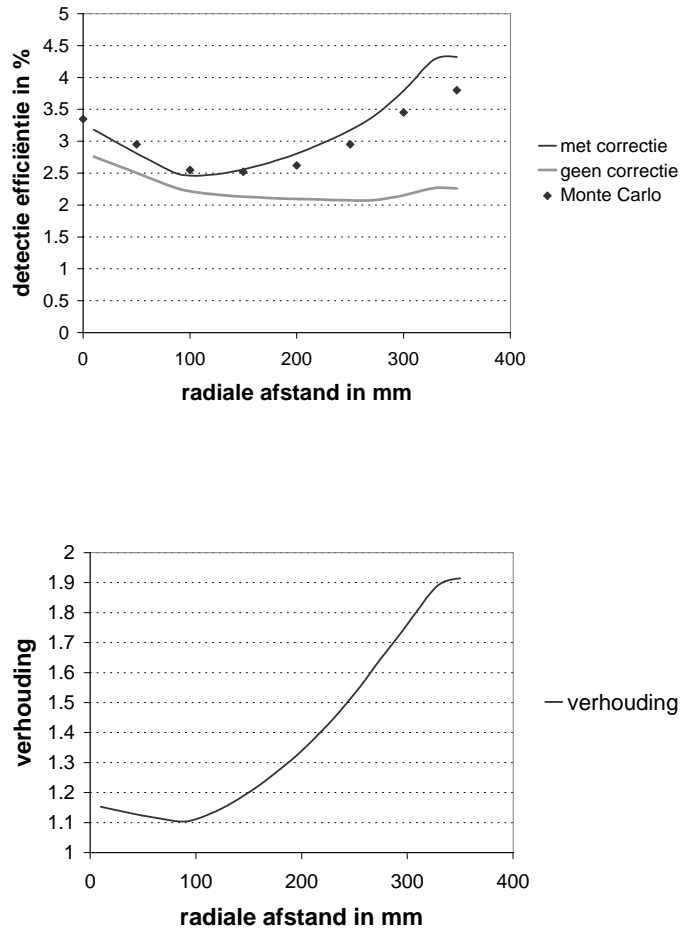
De validatie gebeurde met de Geant Monte-Carlosimulator die gewijzigd werd om de IRIX-camera te simuleren. Hierbij werd dus een NaI kristal gebruikt van 19.05 mm. Dezelfde configuraties werden gebruikt en de simulatie gebeurde ook in 2D: voor elke annihilatie werd een willekeurige emissiehoek tussen 0 en 2π gekozen. De simulatie werd gedaan door een punt op verschillende radiale posities (0, 50, 100, 150, 200, 250, 300 en 350 mm) in de FOV te plaatsen en 10^6 annihilaties te simuleren. De verhouding van het aantal gedetecteerde fotopiekcoïncidenties tot het aantal annihilaties geeft de sensitiviteit. Deze waarden worden weergegeven als de datapunten (zwarte vierkantjes) in de figuren 4.21, 4.22 en 4.23.

4.4.6 3D puntsensitiviteit

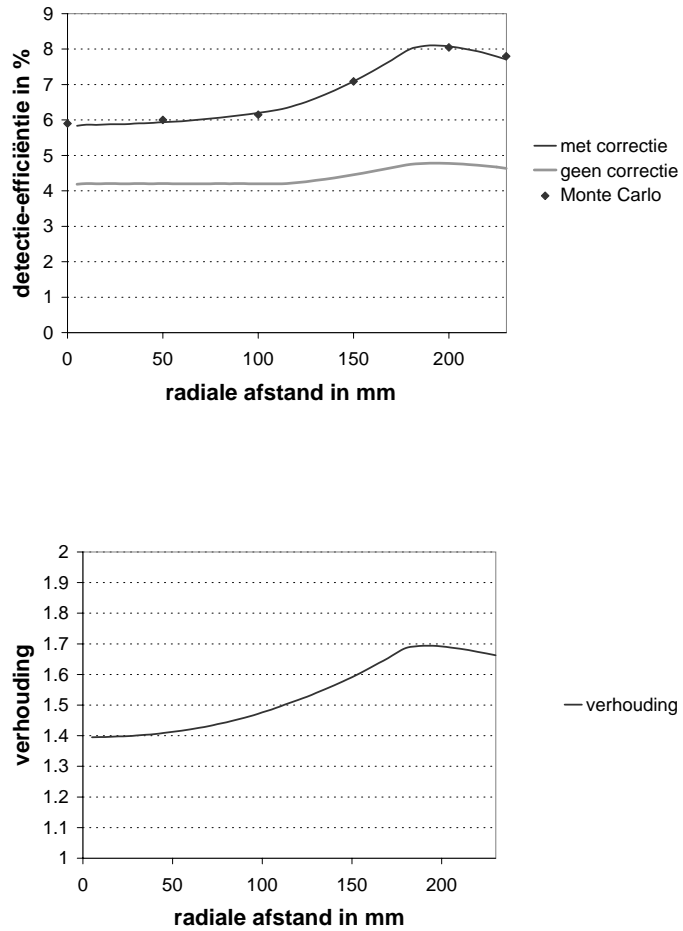
De vorige berekeningen werden uitgevoerd in 2D wat een goede benadering is voor een opname met axiale filters met een beperkte openingshoek. Als de camera geen axiale collimatie of een axiale collimatie met een grote openingshoek heeft, is een 3D benadering noodzakelijk. De geometrische 3D sensitiviteit werd al berekend [57, 58] voor een tweekopsconfiguratie (0° - 180°) en voor een willekeurige configuratie [28]. Om de sensitiviteit te berekenen maken deze methoden gebruik van de geometrische LOR-sensitiviteit



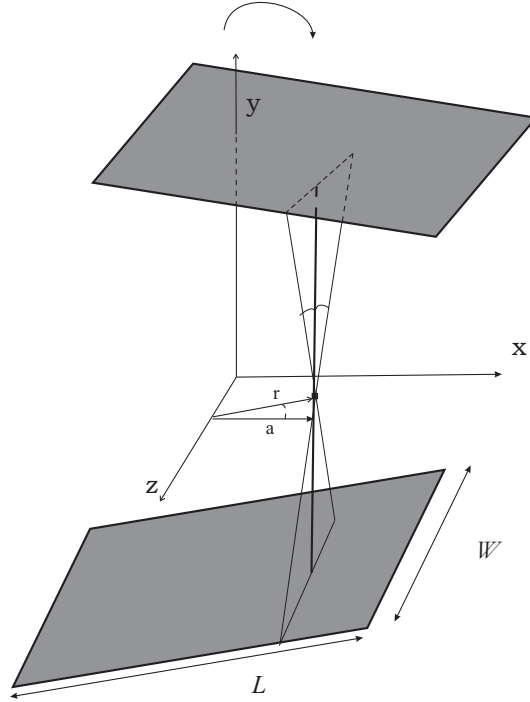
Figuur 4.21: 2D sensitiviteit van de tweekopsconfiguratie met detectorafstand 360 mm. De volle lijn geeft resultaten waarbij rekening wordt gehouden met de kristaldikte, de streepjeslijn is zonder dit effect en de datapunten zijn waarden bekomen met Monte-Carlo-simulaties. Op de onderste grafiek wordt de verhouding tussen beide curves weergegeven.



Figuur 4.22: 2D sensitiviteit van de U-vorm configuratie met detectorafstand 360 mm. De volle lijn geeft resultaten waarbij rekening wordt gehouden met de kristaldikte, de streepjeslijn is zonder dit effect en de datapunten zijn waarden bekomen met Monte-Carlosimulaties. Op de onderste grafiek wordt de verhouding tussen beide curves weergegeven.



Figuur 4.23: 2D sensitiviteit van de triangulaire configuratie met detectorafstand 230 mm. De volle lijn geeft resultaten waarbij rekening wordt gehouden met de kristaldikte, de streepjeslijn is zonder dit effect en de datapunten zijn waarden bekomen met Monte-Carlosimulaties. Op de onderste grafiek wordt de verhouding tussen beide curves weergegeven.



Figuur 4.24: Berekening van de 3D geometrische sensitiviteit met de hoeken ϵ en γ naar de axiale randen.

$S_{LOR} = ((\beta_1^r - \alpha_1^r) + (\beta_1^l - \alpha_1^l))$. Deze hoeken worden afgebeeld in figuur 4.20. Er wordt verondersteld dat de LOR-sensitiviteit enkel afhankelijk is van de radiale afstand a tot het centrum. De resulterende driedimensionale sensitiviteit is door rotatiesymmetrie enkel afhankelijk van de radiale en axiale afstand en $s(r, z)$ voor een willekeurige tweekopsconfiguratie wordt dan [28, 81]:

$$s(r, z) = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \left(\int_{\alpha^r}^{\beta^r} [\epsilon(r, z, \eta, \phi) + \gamma(r, z, \eta, \phi)] d\phi \right) d\eta + \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \left(\int_{\alpha^l}^{\beta^l} [\epsilon(r, z, \eta, \phi) + \gamma(r, z, \eta, \phi)] d\phi \right) d\eta. \quad (4.10)$$

Op de berekening van de hoeken ϵ en γ tot de axiale randen gaan we hier niet dieper in, maar verwijzen we naar [57] voor een tweekopsconfiguratie en naar [28] voor een willekeurige configuratie. Op figuur 4.24 is de betekenis van

beide hoeken duidelijk. De binnenste integraal berekent het aantal LOR's dat voor een bepaalde voxel kan gemeten worden door een vaste detectorconfiguratie. De buitenste integraal berekent het gemiddelde over alle cameraposities.

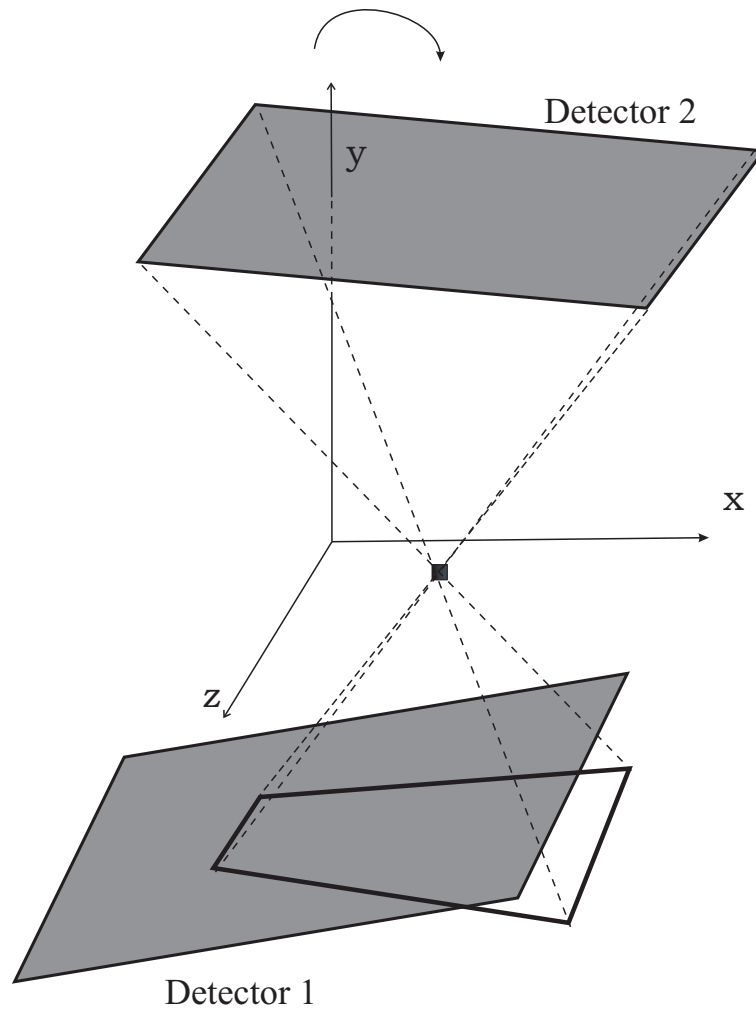
Deze berekening voor de sensitiviteit is een benadering voor de geometrische 3D sensitiviteit omwille van twee redenen. Ten eerste is de veronderstelling dat de LOR-sensitiviteit enkel afhankelijk is van de radiale afstand niet meer correct voor LOR's die zich dicht bij de randen bevinden [35]. Dit komt doordat voor een vaste camerapositie de geometrische LOR-sensitiviteit niet enkel door de eindige transaxiale breedte van de camera kan beperkt worden, maar ook beperkt kan worden door de axiale breedte. Dit treedt vooral op bij sterk gekantelde LOR's ($\theta \gg 0$) en dicht bij de axiale randen van de detector. Dit effect treedt niet op bij cilindrisch gebogen detectoren waarbij de detector overal dezelfde radiale afstand tot het rotatiecentrum heeft. Daarnaast is de binnenste integraal in de uitdrukkingen van [28, 57] een vlakke benadering voor de berekening van de ruimtehoek gevormd door de voxel en beide detectoren.

Daarom werd een methode ontwikkeld [82], die de ruimtehoek berekent voor een voxel in een vaste configuratie. Er werd een vergelijkbare methode ontwikkeld in [83]. Stel dat we de absolute sensitiviteit van een voxel op een bepaalde positie in de FOV willen kennen voor een willekeurige configuratie van twee detectoren. Om de geometrische 3D sensitiviteit te berekenen van deze voxel voor een vaste detectorconfiguratie, moeten we de ruimtehoek berekenen waarbinnen de emissie wordt opgevangen door beide detectoren. Als we de hoekpunten van de tweede detector door de voxel projecteren op het vlak van de eerste detector, bekomen we een trapezium op dit vlak (figuur 4.25). De ruimtehoek wordt gevormd door de voxel en de doorsnede van de trapezium en de rechthoek gevormd door de rechthoek van detector I.

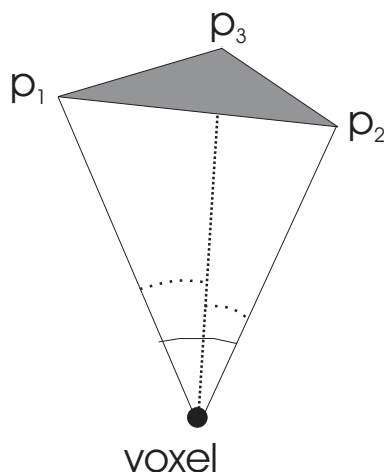
Deze doorsnede heeft vier, vijf of zes hoekpunten. De geometrische sensitiviteit kan nu berekend worden door deze doorsnede op te splitsen in verschillende driehoeken. Dit zijn slechts twee driehoeken als er vier hoekpunten zijn. Als er vijf hoekpunten zijn, zijn drie driehoeken voldoende, voor zes hoekpunten zijn er vier driehoeken nodig. Voor elk van die driehoeken kan de ruimtehoek gevormd door die drie punten en de voxel berekend worden met de volgende stelling (zie figuur 4.26):

$$\Omega = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 - \pi, \quad (4.11)$$

waarbij α_1 de hoek is tussen het vlak gevormd door de voxel, punt 1 en punt 2 en het vlak gevormd door de voxel, punt 2 en punt 3. De andere vlakken worden op gelijkaardige wijze gevormd. De totale ruimtehoek is dan de som van de twee, drie of vier ruimtehoeken.



Figuur 4.25: Projectie van de hoeken van de tweede detector door de voxel op positie r, z op het vlak van de eerste detector (de z -as is de rotatieas en de r -as is in het midden tussen beide detectoren).

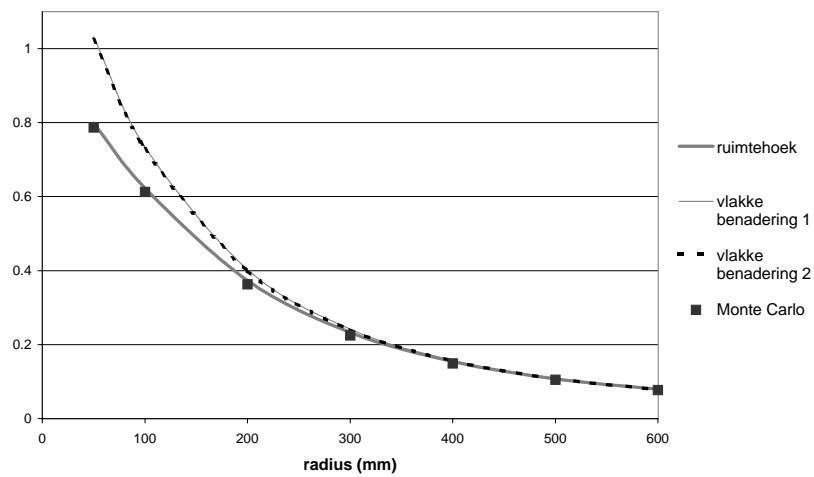


Figuur 4.26: Berekening van de ruimtehoek gevormd door de voxel en 3 punten.

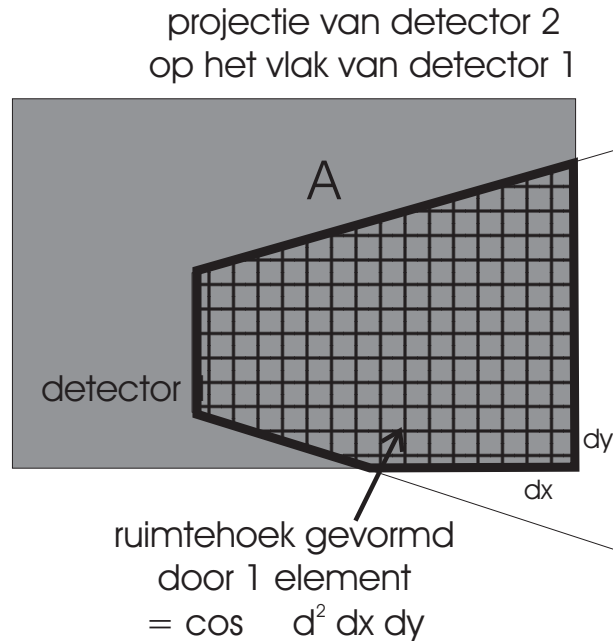
Het verschil in het resultaat tussen de methoden is vrij beperkt voor een tweekopsconfiguratie zoals blijkt uit de volgende vergelijking. De sensitiviteit van een puntbron in het centrum van de FOV van een tweekopsconfiguratie ($L = 540$ mm en $W = 380$ mm, voor verschillende radii van 50-600 mm) werd berekend met de verschillende methoden [28, 57, 82] en gevalideerd met Monte-Carlosimulaties [31]. Hierbij werd een perfecte (Neutronium) detector gebruikt. De resultaten worden weergegeven in figuur 4.27. Er is pas een verschil merkbaar voor een detectorradius kleiner dan 25 cm. De berekening met de ruimtehoek toont duidelijk de beste overeenkomst met het resultaat van de Monte-Carlosimulaties. In de limiet naar radius 0 gaat de sensitiviteit (ruimtehoek en Monte-Carlo) duidelijk naar 100 procent; de vlakke benadering geeft een overschatting van de sensitiviteit.

Naast de geometrische sensitiviteit moet ook de detectie-efficiëntie in rekening gebracht worden. Zoals uit de resultaten met 2D bleek, heeft de detectie-efficiëntie wel degelijk een invloed voor bepaalde configuraties. Hier gebruiken we dan ook een berekeningsmethode voor de ruimtehoek die ook de detectie-efficiëntie in rekening brengt en die kan gebruikt worden voor een willekeurige detectorconfiguratie.

Om de detectie-efficiëntie in rekening te brengen is de methode gebaseerd op de vectoren niet geschikt omdat de detectie-efficiëntie niet constant is over de ruimtehoek. We moeten CE integreren over deze doorsnede. De detectie-efficiëntie wordt bepaald door de invalshoeken van de LOR op beide kristallen.



Figuur 4.27: Vergelijking van de geometrische sensitiviteit voor verschillende berekeningsmethoden en Monte-Carlosimulatie.



Figuur 4.28: Het vlak van detector 1: de ruimtehoek wordt bekomen door integratie over de doorsnede A (gebied binnen vette lijn). Deze doorsnede is het gedeelte van de detector dat ook deel uitmaakt van de trapezium.

Als de hoek tussen beide detectoren gelijk is aan θ_0 , definiëren we de hoek $\theta_k = \frac{\pi}{2} - \frac{\theta_0}{2}$ als in [28]. De invalshoek λ_1 op de eerste detector heeft een transversale component $|\phi - \theta_k|$ en een axiale component δ . De invalshoek λ_2 op de tweede detector heeft een transversale component $|\phi + \theta_k|$ en een axiale component δ . Het verband tussen deze hoeken en de transversale en axiale componenten wordt gegeven door:

$$\lambda_1 = \arccos \left[\frac{\cos|\phi - \theta_k| \cos|\delta|}{\sqrt{\cos^2|\delta| + \cos^2|\phi - \theta_k| \sin^2|\delta|}} \right], \quad (4.12)$$

$$\lambda_2 = \arccos \left[\frac{\cos|\phi + \theta_k| \cos|\delta|}{\sqrt{\cos^2|\delta| + \cos^2|\phi + \theta_k| \sin^2|\delta|}} \right]. \quad (4.13)$$

De geometrische sensitiviteit van deze voxel voor een vaste camerapositie kan ook bekomen worden door de integratie over de doorsnede A . Door in deze uitdrukking de coïncidentiedetectie-efficiëntie te brengen wordt de absolute sensitiviteit voor een vaste camerapositie bekomen. In deze uitdrukking is d

de afstand van de voxel tot het oppervlakte-element $dx dy$, λ_1 is de hoek tot de loodrechte op detector I (idem aan de invalshoek op detector I) en $\frac{\cos \lambda_1}{d^2} dx dy$ is de ruimtehoek gevormd door dit oppervlakte-element en de voxel.

$$s_{fix}^{pt}(r, z) = \int \int_{A(r,z)} CE(\lambda_1, \lambda_2) \frac{\cos \lambda_1}{d^2} dx dy. \quad (4.14)$$

Om de absolute sensitiviteit voor een roterende camera te bekomen moeten we deze uitdrukking integreren over alle mogelijke camerahoeken:

$$s^{pt}(r, z) = \int_{-\pi}^{\pi} \left(\int \int_{A(r,z,\eta)} CE(\lambda_1, \lambda_2) \frac{\cos \lambda_1}{d^2} dx dy \right) d\eta. \quad (4.15)$$

4.4.7 Sensitiviteitsprofielen voor verschillende 3D configuraties

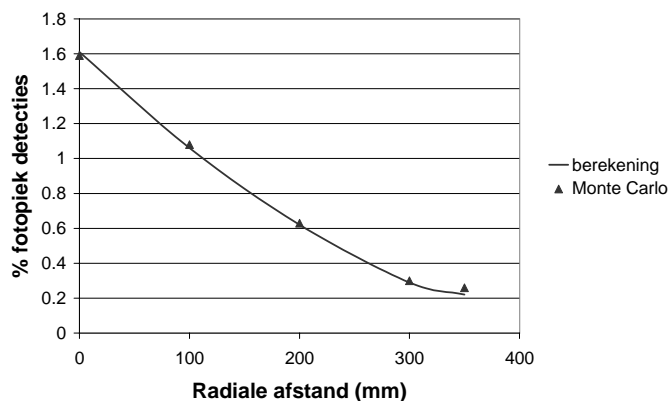
De 3D berekeningen werden uitgevoerd voor configuraties met kristallen met een transversale lengte 540 mm, een axiale breedte van 380 mm en een dikte van 19.05 mm. Dit zijn de effectieve afmetingen van de IRIX-camera. Geometrische simulaties werden uitgevoerd door het effect van de invalshoek te negeren (idem als in 2D). Simulaties die de detectie-efficiëntie wel in rekening brengen werden uitgevoerd door vergelijking 4.15 toe te passen. De integratie werd gediscretiseerd in stappen van 3° , om de rekentijd te beperken.

Dezelfde drie configuraties als in het 2D geval werden gesimuleerd. De profielen (in de radiale richting) van de absolute sensitiviteit worden getoond in de figuren 4.29, 4.30 en 4.31. Op de figuren 4.30 en 4.31 worden ook de transaxiale profielen voor verschillende axiale afstanden weergegeven ($z=50, 100$ en 150 mm). Op deze figuren worden de waarden bekomen door Monte-Carlo-simulaties weergegeven door de datapunten. Deze werden bekomen door 10^5 annihilaties op verschillende posities (axiaal en transaxiaal) te simuleren. De annihilatie werd willekeurig uitgezonden in de 4π -ruimtehoek. De verhouding tussen de sensitiviteit met het effect van kristaldikte en de sensitiviteit zonder dit effect is weergegeven in figuren 4.32, 4.33 en 4.34. Op deze figuren gaat het horizontaal profiel door het vlak $z = 0$ en het verticaal profiel door het vlak $r = 0$. De waarde op de verticale as is dezelfde verhouding als in figuren 4.21, 4.22 en 4.23.

4.4.8 Validatie met metingen

Meting van de puntsensitiviteit

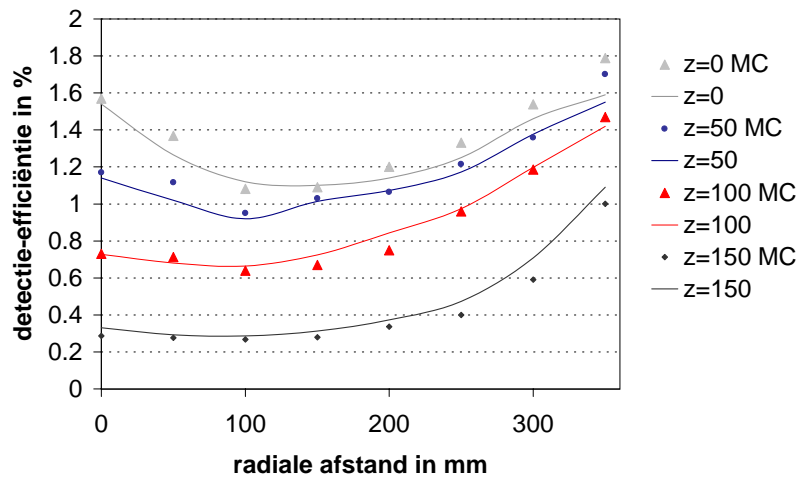
Een puntbron werd op verschillende radiale afstanden geplaatst in het centrale axiale vlak. Voor de tweekops- en de U-vormige configuratie werden de de-



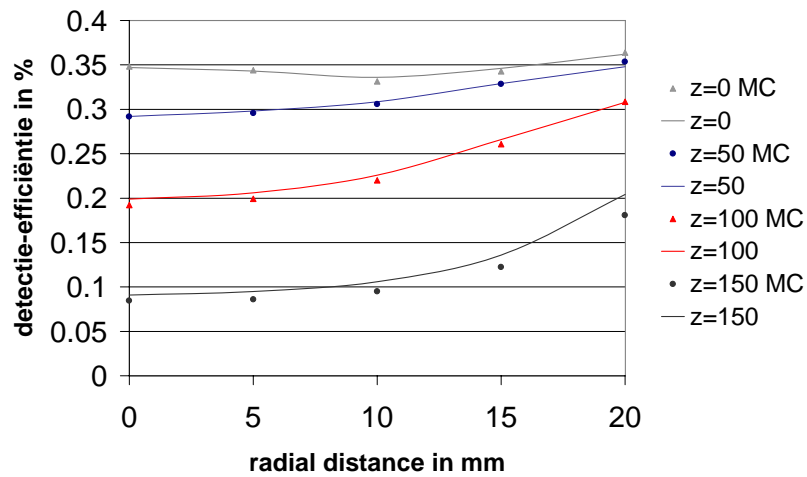
Figuur 4.29: 3D sensitiviteit van de tweekopsconfiguratie met detectorafstand 360 mm. De volle lijn geeft de resultaten weer waarbij rekening wordt gehouden met de detectordikte en de datapunten (zwarte vierkantjes) zijn waarden bekomen door Monte-Carlosimulaties.

tectoren op een afstand van 360 mm (minimale radius zonder tangentiële verschuiving) geplaatst. Voor de triangulaire configuratie werd een radius van 290 mm ingesteld. De opnames werden gedaan zonder axiale collimatie. Het aantal willekeurige coïncidenties werd geminimaliseerd door een puntbron met een zeer lage activiteit (kleiner dan $10 \mu\text{Ci}$) te gebruiken. Het aantal verstrooide coïncidenties werd geminimaliseerd door geen verstrooiend medium rond de puntbron te plaatsen. Het aantal werkelijke coïncidenties werd dan gemeten door het aantal detecties in het 30 procent energievenster te bepalen. Dit werd gedaan voor elke radiale afstand van de puntbron. Dit resulteert niet in de absolute sensitiviteit, omwille van attenuatie in de puntbron zelf. Om hiervoor te corrigeren is een meer geavanceerde meting nodig zoals beschreven in de NEMA-specificaties. Deze methode is echter enkel geschikt voor de meting van de absolute sensitiviteit van een lijnbron. Voor de wijziging van deze methode naar een absolute sensitiviteitsbepaling voor puntbronnen was het nodige materiaal niet beschikbaar.

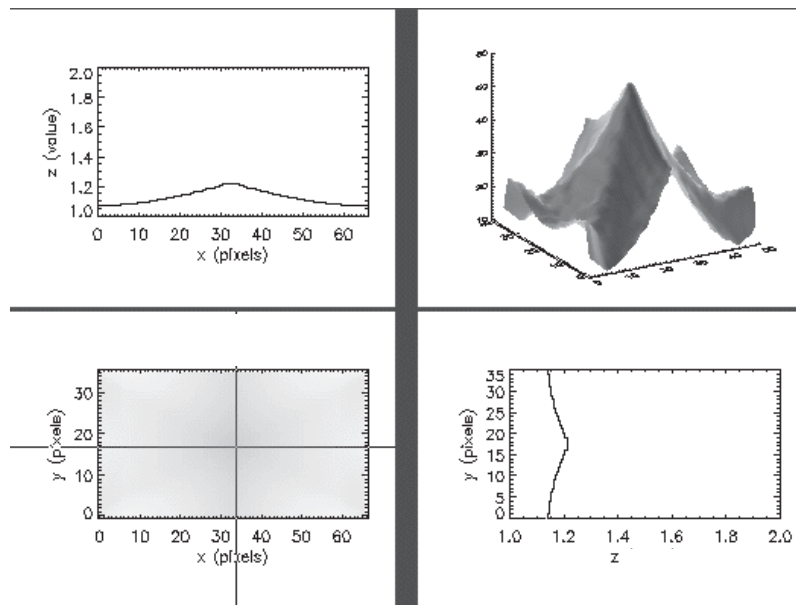
De bekomen waarden in de curves zijn dus waarden die evenredig zijn met de absolute sensitiviteitswaarden. Om deze te vergelijken met de berekende waarden werden de gemeten punten geschaald met één factor. Deze factor zorgt ervoor dat de som van de kwadratische verschillen met de berekende



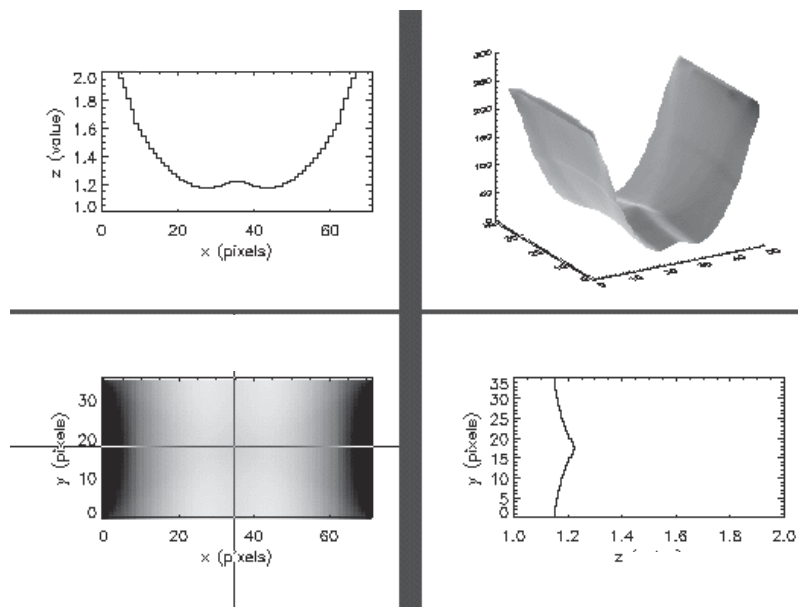
Figuur 4.30: 3D sensitiviteit van de U-vormige configuratie met detectorafstand 360 mm. Verschillende profielen (op $z=0, 50, 100, 150$ mm) zijn weergegeven. De volle lijn geeft de resultaten weer waarbij rekening wordt gehouden met de detectordikte en de datapunten (zwarte vierkantjes) zijn waarden bekomen door Monte-Carlosimulaties.



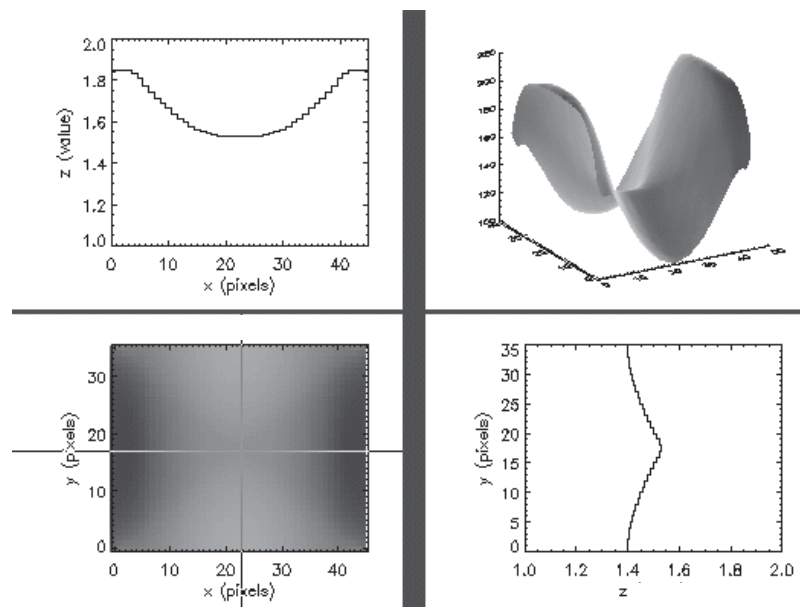
Figuur 4.31: 3D sensitiviteit van de triangulaire configuratie met detectorafstand 230 mm. Verschillende (op $z=0, 50, 100, 150$ mm) profielen zijn weergegeven. De volle lijn geeft de resultaten weer waarbij rekening wordt gehouden met de detectordikte en de datapunten (zwarte vierkantjes) zijn waarden bekomen door Monte-Carlosimulaties.



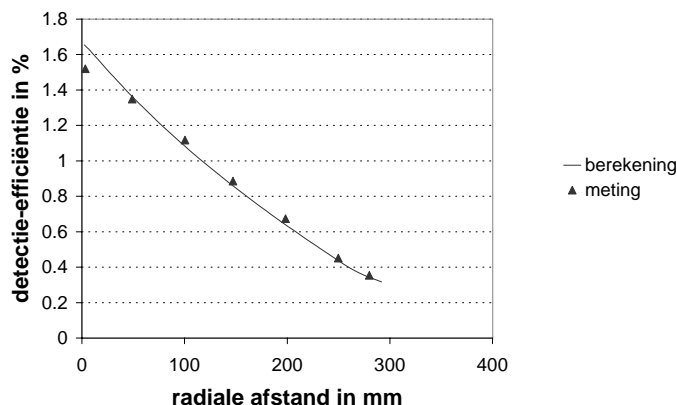
Figuur 4.32: Verhouding tussen de absolute 3D sensitiviteit en de geometrische 3D sensitiviteit voor het tweekopstelsel met detectorafstand 360 mm.



Figuur 4.33: Verhouding tussen de absolute 3D sensitiviteit en de geometrische 3D sensitiviteit voor het U-vormsysteem met detectorafstand 360 mm. Onderaan rechts wordt een profiel volgens de rotatie-as getoond. Bovenaan links wordt een transaxiaal profiel getoond.



Figuur 4.34: Verhouding tussen de absolute 3D sensitiviteit en de geometrische 3D sensitiviteit voor een driehoekige configuratie met detectorafstand 230 mm. Onderaan rechts wordt een profiel volgens de rotatie-as getoond. Bovenaan links wordt een transaxiaal profiel getoond.



Figuur 4.35: 3D sensitiviteit van de tweekops configuratie met detectorafstand 360 mm. De volle lijn geeft de berekende waarden en de datapunten (zwarte driehoekjes) zijn waarden bekomen door metingen.

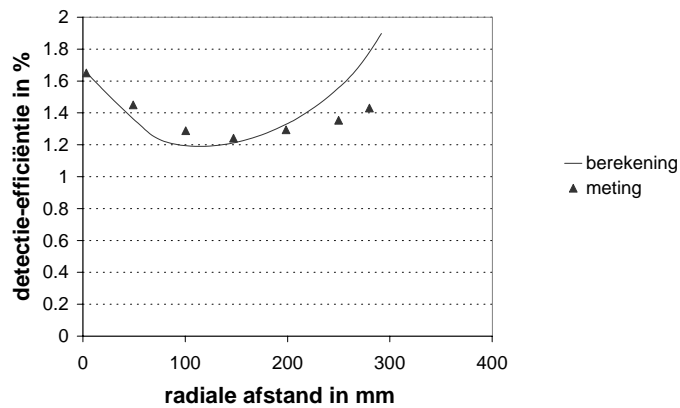
curve geminimaliseerd wordt en dat de curves dus zo dicht mogelijk bij elkaar liggen. Het resultaat voor de verschillende configuraties wordt getoond in de figuren 4.35, 4.36 en 4.37.

Meting met een vlakke bron

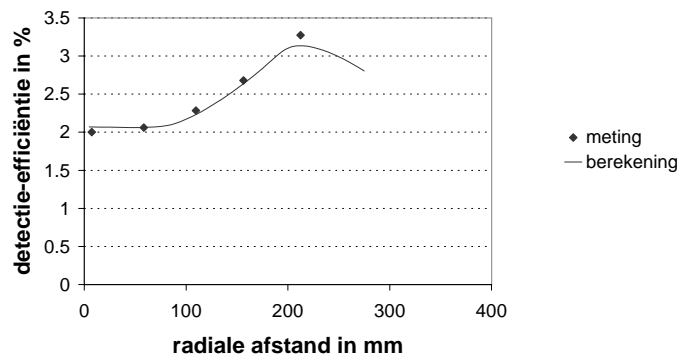
Een vlakke bron werd gevuld met een lage dosis activiteit ^{18}F FDG (ongeveer 300 μCi). Deze vlakke bron werd evenwijdig met de axiale richting geplaatst. De coïncidenties werden gemeten met een U-vormige configuratie waarbij de detectoren op een afstand van 360 mm werden geplaatst.

De reconstructie van de vlakke bron werd uitgevoerd op drie verschillende manieren. De eerste reconstructie gebeurt door het lijstmode ML-EM algoritme zonder sensitiviteitscorrectie. In het tweede geval wordt enkel gecorrigeerd voor de geometrie. Bij de derde reconstructie wordt zowel voor de geometrie als voor de detectie-efficiëntie gecorrigeerd.

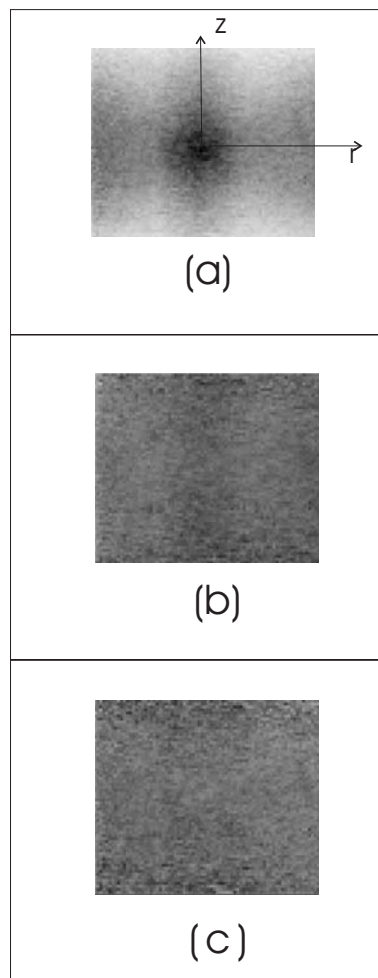
Het resultaat van deze reconstructies is te zien in figuur 4.38. De geometrische correctie geeft al een vrij uniform beeld. De bijkomende correctie voor de detectie-efficiëntie geeft een lichte verbetering rond de centrale as.



Figuur 4.36: 3D sensitiviteit van de U-vormige configuratie met detectorafstand 290 mm. De volle lijn geeft de berekende waarden en de datapunten (zwarte driehoekjes) zijn waarden bekomen door metingen.



Figuur 4.37: 3D sensitiviteit van de triangulaire configuratie met detectorafstand 360 mm. De volle lijn geeft de berekende waarden en de datapunten (zwarte driehoekjes) zijn waarden bekomen door metingen.



Figuur 4.38: Reconstructie van de vlakke bron op drie verschillende manieren. In (a) wordt het resultaat getoond van de lijstmode reconstructie zonder sensitiviteitscorrectie, in (b) wordt een geometrische sensitiviteitscorrectie (voxelsgewijs) uitgevoerd. In (c) wordt zowel gecorrigeerd voor de geometrie als voor de detectie-efficiëntie.

4.4.9 Sensitiviteitsprofielen van de verschillende configuraties

De profielen van de geometrische sensitiviteit zijn identiek aan vroegere resultaten bekomen door [27, 75]. Als we de detectie-efficiëntie includeren in de simulatie verandert het profiel van vorm. Om dit effect te kwantificeren werd de verhouding genomen tussen het resultaat van beide berekeningen (in de eerste berekening wordt rekening gehouden met de kristaldikte, in de tweede berekening niet). Als dit resulteert in een constante waarde voor de verschillende radiale afstanden is er geen extra correctie nodig om een correct semi-kwantitatief beeld te bekomen.

In een tweekopsconfiguratie hebben de punten dicht bij het centrum de maximale verhouding. Deze punten leiden immers tot de meeste schuine invallen. De verhouding is net boven 1 omdat de meeste coïncidenties nog altijd een invalshoek hebben die dicht bij de normaal op de detector ligt. Bij deze configuraties zou een zuiver geometrische correctie nog vrij accuraat zijn.

Voor de triangulaire configuratie neemt de verhouding toe voor toenemende radiale afstand (figuur 4.23). Dit is omdat er op grotere afstand van het centrum meer schuine invallen voorkomen. De waarde is duidelijk hoger dan 1 omdat de gemiddelde invalshoek groter is dan 30° . Bij deze configuratie is het dus zeker nodig om zowel de geometrie als de detectie-efficiëntie in rekening te brengen.

De U-vorm heeft de hoogste variatie in de verhouding tussen beide sensitiviteiten. In het centrum komen enkel coïncidenties tussen de koppen op 90° en 270° voor. Als men verder weg gaat van het centrum zorgt de detector op 0° voor een extra sensitiviteit. Voor deze coïncidenties is de gemiddelde invalshoek 45° wat zorgt voor een hogere verhouding.

De resultaten van de Monte-Carlosimulatie tonen in het algemeen een goede overeenkomst met de voorspelde waarden. Voor de U-vorm treedt er aan de randen een lagere waarde op dan voorspeld. Dit kan veroorzaakt worden doordat met de eindige afmeting van het kristal geen rekening werd gehouden. Deze eindige afmeting vermindert de sensitiviteit voor coïncidenties met één of twee eindpunten dichtbij de randen van het kristal.

Dezelfde besluiten gelden voor de 3D berekeningen en simulaties (figuren 4.29, 4.30 and 4.31). Allen hebben gelijkaardige verlopen als de profielen van de 2D simulatie. De axiale profielen van de verhouding hebben een gelijkaardig verloop voor alle configuraties. De verhouding is maximaal in het centrum en neemt af naar de randen toe omwille van de maximale axiale opening in het centrum.

Ook de metingen voor de tweekops en de triangulaire configuratie vertonen een vrij goede overeenkomst met de berekende waarden. De U-vorm geeft, net als bij de Monte-Carlo simulaties de slechtste overeenkomst. De sterkste

afwijking lijkt ook vooral op grote radiale afstanden (bij de grootste invalshoeken) op te treden. Waar de afwijking het grootst is, valt moeilijk te bepalen doordat de gemeten waarden niet absoluut zijn.

Uit de meting met de vlakke bron blijkt dat door de sensitiviteitscorrectie een vrij uniform beeld bekomen wordt. Hierbij is het verschil tussen de reconstructie, die enkel gecorrigeerd is voor geometrie, en de reconstructie, die bijkomend gecorrigeerd werd voor de variërende detectie-efficiëntie, vrij beperkt.

4.5 Conclusie en originele bijdragen

In dit hoofdstuk hebben we de invloed van de dikte van het kristal en van de configuratie op de resolutie en sensitiviteit nagegaan. De invloed op de resolutie werd vooral bepaald door gebruik te maken van Monte-Carlosimulaties. Uit deze resultaten bleek dat de belangrijkste factor die een verlies aan resolutie veroorzaakt de kristaldikte is. Dit werk werd voorgesteld op een internationaal congres [84] en leidde tot een publicatie in een internationaal tijdschrift [85].

De bestaande sensitiviteitsberekeningen werden uitgebreid naar een algemene sensitiviteitsberekening met behulp van ruimtehoeken. Verder werd aangetoond dat naast de geometrie ook met de detectie-efficiëntie van het kristal rekening moet gehouden worden. Dit werd eerst voor 2D PET aangetoond. Daarna werd de berekening met behulp van ruimtehoeken gewijzigd zodat de variërende detectie-efficiëntie in rekening werd gebracht. Deze methode werd gevalideerd met Monte-Carlosimulaties en met metingen waarbij telkens een goede overeenkomst bleek. Dit werk werd voorgesteld op een internationaal congres [86] en leidde tot een publicatie in een internationaal tijdschrift [87].

De factoren die de resolutie verbeteren, zoals het verminderen van de maximale invalshoek, het veranderen van de configuratie en het verminderen van de kristaldikte, leiden tot een afname van de systeemsensitiviteit [27, 75, 76]. Daarom moet er steeds een compromis worden gezocht tussen sensitiviteit en resolutie. De simulaties die ook de onzekerheid op de annihilatiehoek in rekening brengen tonen aan dat het verminderen van de detectorafstand tot het centrum de resolutie verbetert. Het is reeds aangetoond [27, 75, 76] dat dit gepaard gaat met een duidelijke toename in sensitiviteit. Daarom is het duidelijk dat wanneer we rekening houden met sensitiviteit en resolutie de detectoren zo dicht mogelijk moeten geplaatst worden. Er zijn echter andere factoren zoals willekeurige en verstrooide coïncidenties die ook een andere distributie hebben afhankelijk van de detectorafstand.

Het resolutieverlies door het gebruik van een derde detector is beperkt (rond 0.2mm) als deze detector op 90° geplaatst wordt. De sensitiviteitstoe-

name door het gebruik van deze detector is vooral groot op de plaatsen waar de sensitiviteit van een tweekopstelsysteem klein was. Het lichte resolutieverlies weegt dus ook niet op tegen de grote sensitiviteitswinst, wat veel belangrijker is voor deze systemen.

Een triangulair systeem heeft een groter resolutieverlies maar ook een grotere sensitiviteitswinst als de detectorafstand tot het centrum voldoende klein kan gehouden worden. Dit is het geval voor opnames van kleine objecten (bvb. hersenstudies, enkels of proefdieren). Ook hier weegt het resolutieverlies niet op tegen de sensitiviteitswinst.

Hoofdstuk 5

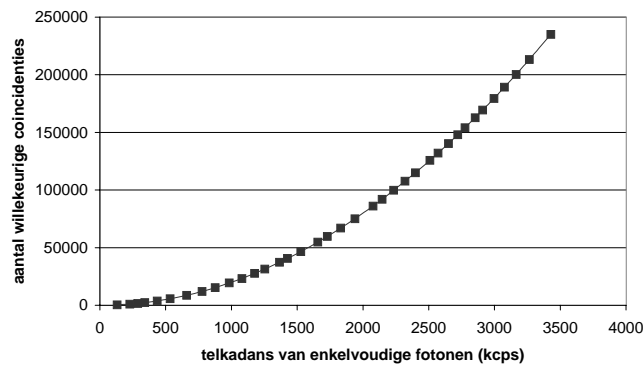
Willekeurige coïncidenties

5.1 Inleiding

In de vorige hoofdstukken werd aangetoond welke verhoging van de sensitiviteit kon bekomen worden door het gebruik van een dikker kristal en een bijkomende detector. Naast een verhoging van deze sensitiviteit is het ook belangrijk om de fractie van willekeurige en verstrooide coïncidenties te minimaliseren.

Het aantal verstrooide coïncidenties in de meting kan verminderd worden door het energievenster smaller te kiezen. Door de beperkte energieresolutie van het systeem zal dit echter ook gepaard gaan met een verminderd aantal werkelijke coïncidenties.

Een vermindering van het aantal willekeurige coïncidenties kan in beperkte mate bekomen worden door het coïncidentietijdsvenster te verkorten. Het venster moet echter nog voldoende groot zijn om verschillende redenen. De fotonen moeten een zekere afstand afleggen eer ze de detectoren bereiken, de scintillatie in het kristal gebeurt niet onmiddellijk, en de integratie van het licht heeft een zekere tijd nodig. Een typisch tijdsvenster is 10 ns. Doordat het coïncidentievenster nog zo groot is worden er naast werkelijke coïncidenties ook willekeurige coïncidenties gemeten. Deze zijn samengesteld uit twee enkelvoudige fotonen die afkomstig zijn van een verschillende annihilatie, die kort na elkaar (binnen het coïncidentievenster) opgetreden zijn [12]. De telkadans van de willekeurige fotonen neemt dan ook kwadratisch toe met de telkadans van het aantal enkelvoudige fotonen. Bij hogere activiteiten is het probleem van de willekeurige coïncidenties dus het grootst. In figuur 5.1 wordt het verloop van het aantal willekeurige coïncidenties weergegeven als functie van de gemiddelde (over een detector) telkadans van enkelvoudige fotonen. Dit werd opgemeten op een Marconi-Axis-camera. Voor deze grafiek werden



Figuur 5.1: Het aantal willekeurige coïncidenties als functie van het aantal enkelvoudige fotonen.

werkelijke coïncidenties uitgesloten door een emitter van enkelvoudige fotonen (^{99m}Tc) te gebruiken en hiervan het aantal gemeten coïncidenties te bepalen. De toename van het aantal willekeurige coïncidenties met de telkadans van enkelvoudige fotonen is duidelijk kwadratisch.

5.1.1 Correctiemethoden voor willekeurige coïncidenties

De telkadans van enkelvoudige fotonen is meestal vrij hoog bij coïncidentiebeeldvorming op een gammacamera. Dit heeft tot gevolg dat er meestal een groot gedeelte van de gemeten coïncidenties willekeurige coïncidenties zijn. Typisch zijn er 10-50 procent willekeurige coïncidenties. Deze zorgen voor een ongewenste achtergrond in de gereconstrueerde data, wat het contrast en de detecteerbaarheid vermindert. De hoeveelheid willekeurige coïncidenties hangt af van verschillende factoren: hoeveelheid activiteit in de FOV, het coïncidentietijdsvenster, de configuratie en de axiale collimatie. De invloed van de configuratie op de verdeling van de willekeurige coïncidenties wordt onderzocht met een gelijkaardige berekeningsmethode als bij de absolute sensitiviteitsberekening.

Verschillende correctiemethoden zijn reeds vroeger ontwikkeld. Het vertraagde tijdsvenster is de meest gebruikte methode. Hierbij wordt een tweede vertraagd coïncidentievenster (van eenzelfde duur) gebruikt, waarin dus geen

werkelijke coïncidenties kunnen voorkomen. De gemeten coïncidenties in dit venster zijn dan ook een goede schatting van het aantal willekeurige coïncidenties in het niet-vertraagde tijdvenster. Door de gemeten data te verminderen met deze schatting kunnen dan de willekeurige coïncidenties verwijderd worden. Het nadeel van deze methode is dat de telkadanscapaciteit van de camera verminderd wordt en dat de vermindering met de willekeurige coïncidenties bijdraagt tot de ruis in het beeld. De rusequivalente telkadans (vergelijking 2.3) wijzigt, de negatieve bijdrage van willekeurige coïncidenties wordt dubbel zo groot:

$$NEC = \frac{T}{T + 2R + S}T. \quad (5.1)$$

Verder is het ook mogelijk dat door de vermindering negatieve waarden in de data zullen voorkomen. Dit heeft tot gevolg dat deze data zo niet kunnen gebruikt worden voor ML-EM of OS-EM.

Een tweede correctiemethode bekomt een schatting van de willekeurige coïncidenties door het fitten van een functie aan de uiteinden van de verdeling buiten het werkelijke object. Dit heeft het nadeel dat de fitting gebeurt aan de som van de verdelingen van willekeurige en verstrooide coïncidenties. Bij fantoomstudies is dit bruikbaar maar het is moeilijk toepasbaar bij patiënten omdat de grenzen moeilijk uit de beelden af te leiden zijn.

Een derde methode maakt gebruik van een meting van de enkelvoudige fotonen. Het aantal willekeurige coïncidenties is evenredig met het product van de enkelvoudige fotonen: $R_r \simeq 2\tau s_1 s_2$ (met R_r de telkadans van de willekeurige coïncidentie, τ het coïncidentietijdvenster en s_1, s_2 de telkadans van enkelvoudige fotonen aan beide zijden). Aan de hand hiervan kunnen de willekeurige coïncidenties geschat worden. Het probleem bij deze methode is dat er een meting van de enkelvoudige fotonen nodig is en dat bij de relatie tussen de willekeurige coïncidenties en de enkelvoudige fotonen een bijkomende correctie voor de dode tijd nodig is. Een eerste versie van deze methode werd door Karp ontwikkeld voor PET-systemen met zes NaI-kristallen [88]. Aan de hand van de meting van de enkelvoudige fotonen op de detectoren wordt een sinogram met de verdeling van de willekeurige coïncidenties berekend. Deze verdeling wordt dan geschaald naar de juiste telkadans van willekeurige coïncidenties met behulp van een opzoekingstabel. Er werd aangetoond dat deze correctiemethode vrij goed overeenkomt met beide andere technieken (vertraagd tijdvenster en fit). Een gelijkaardige methode werd toegepast op tweekopsgammacamera's voor coïncidentiebeeldvorming [89]. Deze techniek werd vergeleken met een vereenvoudigde versie waarbij niet de gemeten verdeling van enkelvoudige fotonen wordt gebruikt maar een uniforme verdeling

van willekeurige coïncidenties wordt verondersteld. Hieruit bleek duidelijk dat de gemeten verdeling van enkelvoudige fotonen in rekening moest gebracht worden.

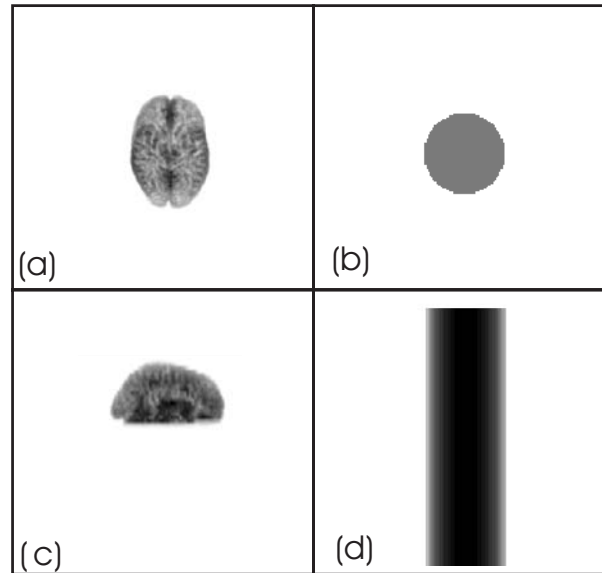
Deze verschillende methoden vereisen allen een bewerking op de sinogrammen wat deze methoden niet toepasbaar maakt voor lijstmode reconstructie waarbij geen sinogrammen gevormd worden. Daarom werd een methode ontwikkeld (gebaseerd op opnamen van enkelvoudige fotonen) die kan gebruikt worden als correctie voor willekeurige coïncidenties bij lijstmode reconstructie. Eerst tonen we aan hoe de verdeling van willekeurige coïncidenties is voor verschillende configuraties.

5.2 Verdeling van de willekeurige coïncidenties

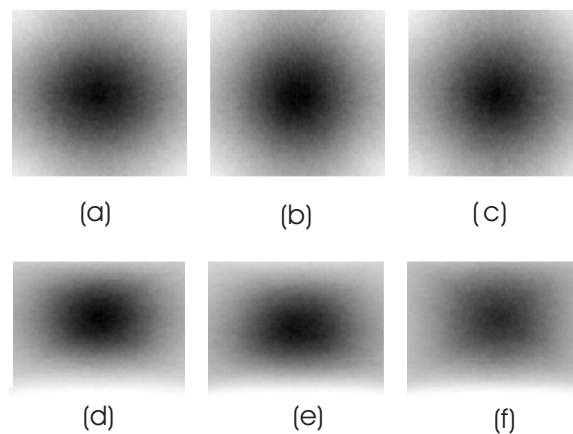
In dit deel tonen we aan hoe de gemeten willekeurige coïncidenties verdeeld zijn in de beeldruimte. Hiervoor wordt een nieuwe berekeningsmethode ontwikkeld. De berekende verdeling kan gebruikt worden om bij een analytische reconstructiemethode (na reconstructie) in de beeldruimte te corrigeren voor de willekeurige coïncidenties. Een bepaalde bron in de FOV van de gamma-camera geeft een verdeling van de enkelvoudige fotonen op de verschillende detectoren. Doordat er voor de enkelvoudige fotonen geen mechanische collimatie is zoals bij SPECT, zal deze verdeling sterk uitgesmeerd zijn. Hierdoor zal de verdeling van enkelvoudige fotonen weinig verschillend zijn voor verschillende bronnen in de FOV [90]. Bovendien is ze enkel afhankelijk van de hoek van de detector ten opzichte van het object.

5.2.1 Invloed van het object in de FOV

De willekeurige coïncidenties zijn samengesteld uit combinaties van enkelvoudige fotonen, die door het gebrek aan collimatie sterk op elkaar lijken voor verschillende objecten. Het gevolg hiervan is dat de verdeling van willekeurige coïncidenties ook slechts in beperkte mate afhangt van het object in de FOV. Om dit aan te tonen werd de verdeling van willekeurige coïncidenties afkomstig van drie sterk verschillende objecten gesimuleerd. Hiervoor werd gebruikgemaakt van de geometrische simulator in de willekeurige coïncidentiemode. De opnamen werden bekomen door een simulatie van een tweekopcamera (axiale lengte van 380 mm en transversale breedte van 540 mm) met een radius van 260 mm. De verschillende objecten waren een puntbron in het centrum, het hoffman fantoom (zie figuur 5.2.a en c) en een lang cilindrisch fantoom (zie figuur 5.2.b en d). Het lange cilindrische fantoom heeft een lengte gelijk aan tweemaal de axiale lengte van de camera. De bekomen lijstmodedatasets



Figuur 5.2: Transaxiale (a) en axiale (c) beeld van het hoffmanfantoom. Transaxiale (b) en axiale (d) beeld van het lange cilindrische fantoom.



Figuur 5.3: Transaxiale (a) en axiale (d) beeld van de verdeling van willekeurige coincidenties afkomstig van een puntbron. (b) en (e) idem, maar afkomstig van het hoffmanfantoom. (c) en (f) idem, maar afkomstig van het lange cilindrische fantoom.

zijn enkel samengesteld uit willekeurige coïncidenties. De bekomen verdelingen van de willekeurige coïncidenties worden afgebeeld in figuur 5.3. Hier is het duidelijk dat sterk vergelijkbare verdelingen bekomen worden. In het transaxiale beeld zijn de verdelingen weinig verschillend. Grotere verschillen zijn echter merkbaar in het axiale beeld. Een lang object, zoals het cilindrisch fantoom zorgt voor meer enkelvoudige fotonen aan de axiale randen, en geeft daardoor meer willekeurige coïncidenties aan de axiale randen.

5.2.2 Invloed van de configuratie

De verdeling van enkelvoudige fotonen op de detectoren voor tweekops-, driekops- of meerkopscamera's is wel identiek (voor een vaste detectorafstand), maar door de verschillende oriëntatie van de detectoren zal de verdeling van willekeurige coïncidenties sterk verschillend zijn voor de verschillende configuraties. In een PET-camera met een ringstructuur zal de verdeling van de willekeurige coïncidenties in de bruikbare FOV vrij uniform zijn [90]. Hier zorgen de willekeurige coïncidenties dus niet voor een gewijzigd profiel, enkel voor een vrij uniforme achtergrond. Bij tweekopscamera's is dit niet meer zo. Door het gebrek aan collimatie is het aantal enkelvoudige fotonen vrij constant over de detector. Doordat het aantal willekeurige coïncidenties langs een bepaalde LOR evenredig is met het aantal enkelvoudige fotonen aan beide uiteinden van de LOR zal vooral de oriëntatie (0° - 180°) van de detectoren ervoor zorgen dat er een maximum in het centrum van de sinogrammen optreedt [89,90]. In de FOV zal er dus ook een maximum optreden in het centrale gedeelte. Dit kan berekend worden door een methode die vergelijkbaar is met de berekening van de absolute sensitiviteit uit hoofdstuk 4. In dat hoofdstuk werd de absolute sensitiviteit (voor een vaste cameraconfiguratie) berekend door de detectie-efficiëntie te integreren over de ruimtehoek (die de geometrische sensitiviteit bepaalt) Door deze sensitiviteit uit te middelen over de verschillende camerahoeken werd de absolute sensitiviteit (van een roterende camera) berekend.

We beschouwen een punt p in de FOV van een vaste cameraconfiguratie (zie figuur 5.4). Van deze cameraconfiguratie veronderstellen we dat we de verdeling van de enkelvoudige fotonen op de detectoren voor de verschillende hoeken kennen. De verschillende LOR's die kunnen bijdragen tot het punt in de FOV liggen binnen de ruimtehoek gevormd door de doorsnede A (zie figuur 5.4) en het punt p . Het aantal willekeurige coïncidenties langs een bepaalde LOR is nu evenredig met het product van het aantal enkelvoudige fotonen s_1 en s_2 aan beide uiteinden. Door nu dit product te integreren over deze ruimtehoek $A(x, y, z, \eta)$ zullen we een schatting van het aantal willekeurige

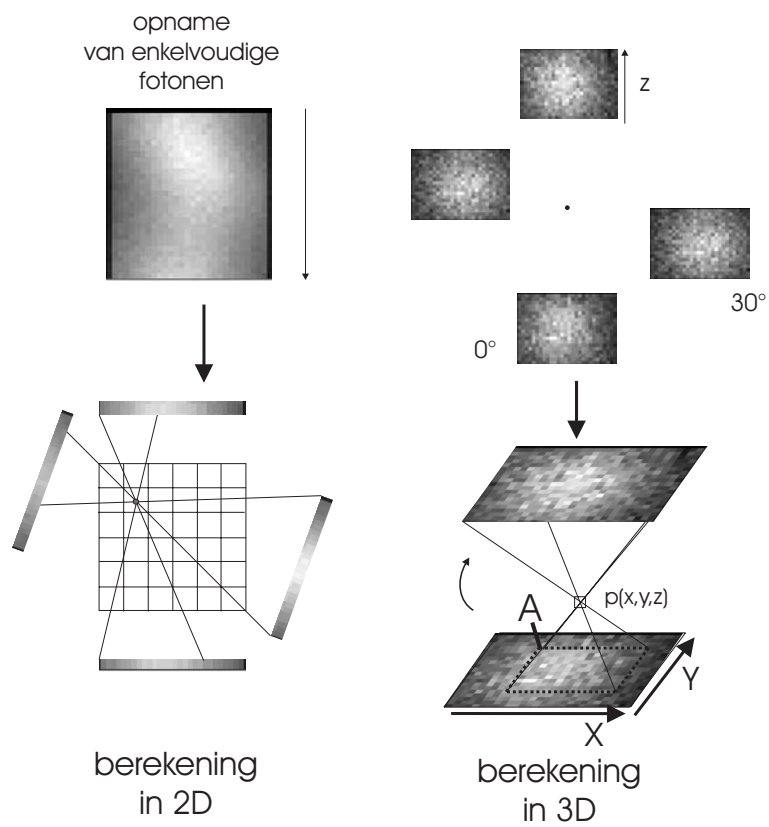
coïncidenties $r_{fix}^{pt}(x, y, z)$ die bijdragen tot deze voxel bekomen. De integratie gebeurt volgens de coördinaten X en Y op het vlak van detector 1. De afstand van het element $dXdY$ wordt gegeven door d en de hoek λ_1 is de invalshoek op het kristal. Door de sensitiviteit (voor elk voxel) uit te middelen over de verschillende camerahoeken η bekomen we de verdeling van willekeurige coïncidenties in de FOV. In de figuur 5.4 wordt de berekening weergegeven voor het geval van een tweekopsconfiguratie in 2D en 3D.

$$r_{fix}^{pt}(x, y, z) = \left(\int \int_{A(x,y,z,\eta)} s_1 s_2 \frac{\cos \lambda_1}{d^2} dXdY \right) d\eta \quad (5.2)$$

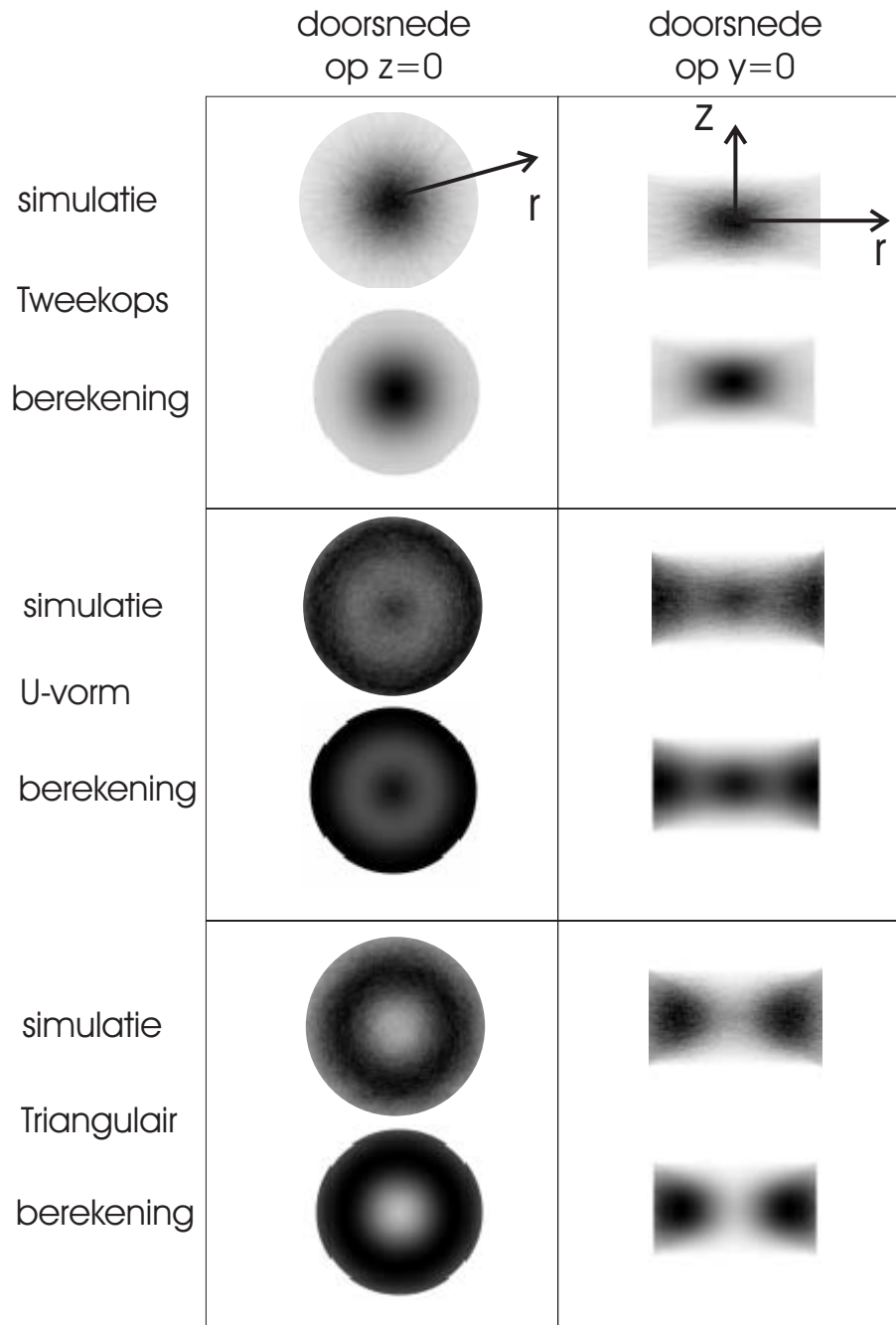
Door gebruik te maken van de geometrische simulator in de willekeurige coïncidentiemode kan de verdeling van willekeurige coïncidenties bekomen worden. Als bron werd een cilinder met straal van 80 mm gebruikt en een axiale lengte van 40 mm. Dit werd gesimuleerd voor verschillende configuraties: voor een tweekops, U-vormige en triangulaire configuratie met een straal van 320 mm. De verdeling bij tweekopsconfiguraties geeft duidelijk een maximum in het centrum. Door het gebruik van een derde detector op 90° zal er een bijkomend maximum in de verdeling van de willekeurige coïncidenties aan de randen van de FOV optreden. Voor de triangulaire configuratie zal er een maximum buiten het centrum optreden. Bij de verschillende configuraties is het duidelijk dat de profielen van de willekeurige coïncidenties een sterke gelijkenis vertonen met de profielen van de transversale sensitiviteit. Ze zijn echter niet volledig hetzelfde, de verdeling van de willekeurige coïncidenties is een uitgesmeerde versie van de sensitiviteitsverdeling. Dit betekent dat bij de U-vorm door het gebruik van een derde detector op 90° er een winst aan sensitiviteit is (voor plaatsen buiten het centrum), die gepaard gaat met een toename aan willekeurige coïncidenties op die plaatsen. De berekening kan ook in 2D uitgevoerd worden Dit moet gedaan worden als de data zijn opgenomen met axiale septa. De septa beperken het aantal willekeurige coïncidenties door een beperking van de axiale hoek [90].

De gemeten werkelijke coïncidenties zijn bepaald door het object in de FOV en de configuratie. De verdeling van de willekeurige coïncidenties zijn hoofdzakelijk bepaald door de geometrie en in zeer beperkte mate door het object in de FOV. Hierdoor zal dus door het optreden van willekeurige coïncidenties de reconstructie niet hetzelfde verloop hebben als het object in de FOV. Daarom is correctie voor dit effect belangrijk.

Deze berekende verdeling kan gebruikt worden om te corrigeren voor de willekeurige coïncidenties bij analytische methoden als terugprojectie gevolgd door filtering (Eng: BackProject and Filter, BPF) [55]. Als correctie voor dit effect bij iteratieve lijstmode reconstructie stellen we een andere methode voor.



Figuur 5.4: Berekening van de willekeurige coincidenties in de FOV op basis van de enkelvoudige fotonen voor een 2D (links) en 3D PET-opname (rechts). De grijswaarden op de detectoren geven het aantal gedetecteerde enkelvoudige fotonen weer.



Figuur 5.5: Verdeling van de willekeurige coïncidenties in de FOV voor een tweekops, U-vorm en triangulaire configuratie (telkens met straal 320 mm).

5.3 Correctie voor externe LOR-effecten

5.3.1 Correctie door optelling bij de voorwaartse projectie

In de voorgaande uitdrukkingen voor het ML-EM-algoritme werd ervan uitgegaan dat de gemeten data lijnintegralen waren van het gemeten object. Op deze manier kon gecorrigeerd worden voor effecten (zoals attenuatie, detectie-efficiëntie, geometrie) die leiden tot een verminderde detectie langs een bepaalde LOR. Bij deze benadering gingen we ervan uit dat de voorwaartse projectie r_i bepaald werd door:

$$r_i = \sum_{j=1}^N a_{ij} f_j = \sum_{j=1}^N w_i x_{ij} f_j. \quad (5.3)$$

Dit leidt dan tot de log-likelihood functie waaruit het ML-EM-algoritme kan afgeleid worden met uitdrukking 5.5.

$$L(P|F) = \sum_i p_i \ln \sum_{j=1}^N a_{ij} f_j - \sum_{j=1}^N a_{ij} f_j - \ln p_i!. \quad (5.4)$$

$$f_j^{(k+1)} = f_j^{(k)} + \frac{f_j^{(k)}}{\sum_{i=1}^M a_{ij}} \frac{\partial L(P|F)}{\partial f_j}. \quad (5.5)$$

Ongewilde coïncidenties (zoals verstrooide of willekeurige coïncidenties) kunnen beschouwd worden als een additieve term in de voorwaartse projectie waardoor de likelihood wijzigt tot uitdrukking 5.7:

$$r_i = \sum_{j=1}^N a_{ij} f_j + n_i. \quad (5.6)$$

$$L(P|F) = \sum_i p_i \ln \left(\sum_{j=1}^N a_{ij} f_j + n_i \right) - \sum_{j=1}^N a_{ij} f_j - n_i - \ln p_i!. \quad (5.7)$$

Door gebruik te maken van uitdrukking 5.5, wordt de volgende uitdrukking voor het ML-EM-algoritme bekomen:

$$f_j^{(k+1)} = \frac{f_j^{(k)}}{\sum_{i=1}^M a_{ij}} \left(\frac{\sum_{i=1}^M a_{ij} p_i}{\sum_{j'=1}^N a_{ij'} f_{j'}^{(k)} + n_i} - \sum_{i=1}^M a_{ij} \right). \quad (5.8)$$

$$f_j^{(k+1)} = \frac{f_j^{(k)}}{\sum_{i=1}^M a_{ij}} \sum_{i=1}^M a_{ij} \frac{p_i}{\sum_{j'=1}^N a_{ij'} f_{j'}^{(k)} + n_i}. \quad (5.9)$$

Voor lijstmode ML-EM-herleidt dit tot :

$$f_j^{(k+1)} = \frac{f_j^{(k)}}{\sum_{i=1}^M a_{ij}} \sum_{c=1}^C a_{cj} \frac{1}{\sum_{j'=1}^N a_{cj'} f_{j'}^{(k)} + n_c}. \quad (5.10)$$

Als het matrixelement a_{cj} opgesplitst wordt in twee termen w_c en x_{cj} , wordt de uitdrukking:

$$f_j^{(k+1)} = \frac{f_j^{(k)}}{\sum_{i=1}^M a_{ij}} \sum_{c=1}^C x_{cj} \frac{1}{\sum_{j'=1}^N x_{cj'} f_{j'}^{(k)} + \frac{n_c}{w_c}}. \quad (5.11)$$

De gewichtsfactoren zijn dus enkel nodig voor het sensitiviteitsbeeld en voor de weging van de additieve term bij de voorwaartse projectie.

5.3.2 Correctie van willekeurige coïncidenties bij iteratieve lijstmode reconstructie

Lijstmodedata bevatten een combinatie van werkelijke, willekeurige en verstrooide coïncidenties. Bij reconstructie is het de bedoeling om het aantal gebruikte willekeurige coïncidenties te minimaliseren zonder het aantal geïnccludeerde werkelijke coïncidenties te verminderen. Deze techniek wordt bijvoorbeeld ook gebruikt bij correctie voor verstrooide coïncidenties in SPECT. Met de TEW-techniek [91] wordt het aantal verstrooide fotonen in elke projectiebin geschat. Bij analytische reconstructietechnieken kan deze geschatte verstrooiing van de projectiedata afgetrokken worden. Bij iteratieve technieken wordt dit vaak niet gedaan doordat er negatieve waarden in de projectiedata kunnen voorkomen. Bovendien is de gemeten data door deze operatie niet meer poisson verdeeld. In het ML-EM kan dit niet toegepast worden omdat het vereist is dat de waarden positief zijn. Daarom worden het geschatte aantal verstrooide fotonen bij iedere iteratiestap opgeteld bij de voorwaartse projecties.

We kunnen een vergelijkbare methode gebruiken als correctie voor willekeurige coïncidenties bij lijstmode reconstructie. Het verschil is dat er geen projecties meer gevormd worden. Daarom moeten we het aantal willekeurige coïncidenties langs een gemeten LOR bepalen. Hiervoor werd een methode op basis van de gemeten verdelingen van enkelvoudige fotonen ontwikkeld.

Verdeling van de willekeurige coïncidenties over de gemeten LOR's

In principe kunnen enkelvoudige fotonen vrij eenvoudig worden gemeten op een gammacamera. Deze systemen worden vooral voor SPECT gebruikt. Hier-

bij wordt dan meestal gebruikgemaakt van parallelle collimatoren. Het uitvoeren van deze meting zonder collimatoren of met axiale collimatoren vereist wel dat bijkomende parameters worden ingesteld.

De verdelingen van de enkelvoudige fotonen op de detectoren werden bekomen door gebruik te maken van de geometrische simulator. Een annihilatie wordt gevormd door twee enkelvoudige fotonen onder een hoek van 180° . Voor elk van beide fotonen wordt gecontroleerd of de detector wordt geraakt. Hierna werd elk enkelvoudig foton dat de detector raakt, opgeteld bij een gediscrètiseerde versie (32×32 matrix) van de detector. Dit geeft dus de verdeling van enkelvoudige fotonen op de detector. Het aantal elementen werd vrij klein gehouden omdat de verdeling van enkelvoudige fotonen vrij glad is.

In een eerste stap vóór de eigenlijke reconstructie wordt de ganse lijstmodedataset doorlopen. Voor elke LOR berekenen we het product van het aantal enkelvoudige fotonen s_1 en s_2 aan beide eindpunten van de LOR. Dit wordt gedaan door de eindpunt van de LOR op beide detectoren te berekenen. Voor elk eindpunt wordt het aantal enkelvoudige punten bepaald door bilineaire interpolatie tussen de vier dichtste burens uit de 32×32 matrix. Dit product wordt telkens opgeteld bij het totaal R_1 . Het totaal aantal willekeurige coïncidenties voor een bepaalde telkadans van enkelvoudige fotonen kan uit een curve bekomen worden [92]. De telkadans van enkelvoudige fotonen wordt geregistreerd in het bestand van de opgenomen lijstmodedata. Het totaal aantal willekeurige coïncidenties R_T kan dus bepaald worden op basis van de gemeten data en een curve van willekeurige coïncidenties als functie van de telkadans van enkelvoudige fotonen.

Door nu een factor C_R te gebruiken kunnen we de som van de producten schalen naar het totaal aantal willekeurige coïncidenties in de gemeten dataset:

$$C_R = \frac{R_1}{R_T}. \quad (5.12)$$

Correctie

Door deze schalingsfactor kunnen we het aantal willekeurige coïncidenties langs een bepaalde LOR bepalen. De additieve term n_c voor een LOR is in dit geval evenredig met het product van de enkelvoudige fotonen aan beide uiteinden van de LOR s_1 en s_2 . De evenredigheidsfactor is de factor C_R . De algemene uitdrukking wordt dan ook:

$$f_j^{(k+1)} = \frac{f_j^{(k)}}{\sum_{i=1}^M a_{ij}} \sum_{c=1}^C x_{cj} \frac{1}{\sum_{j'=1}^N x_{cj'} f_{j'}^{(k)} + \frac{n_c}{w_c}}. \quad (5.13)$$

$$f_j^{(k+1)} = \frac{f_j^{(k)}}{\sum_{i=1}^M a_{ij}} \sum_{c=1}^C x_{cj} \frac{1}{\sum_{j'=1}^N x_{cj'} f_{j'}^{(k)} + \frac{C_{RS_1 S_2}}{w_c}}. \quad (5.14)$$

5.3.3 Validatie

Om deze methode te valideren hebben we gebruikgemaakt van gesimuleerde data. Dit werd gedaan om enkel het effect van willekeurige coïncidenties te includeren. Bij metingen is het effect van verstrooide coïncidenties moeilijk afzonderlijk te elimineren.

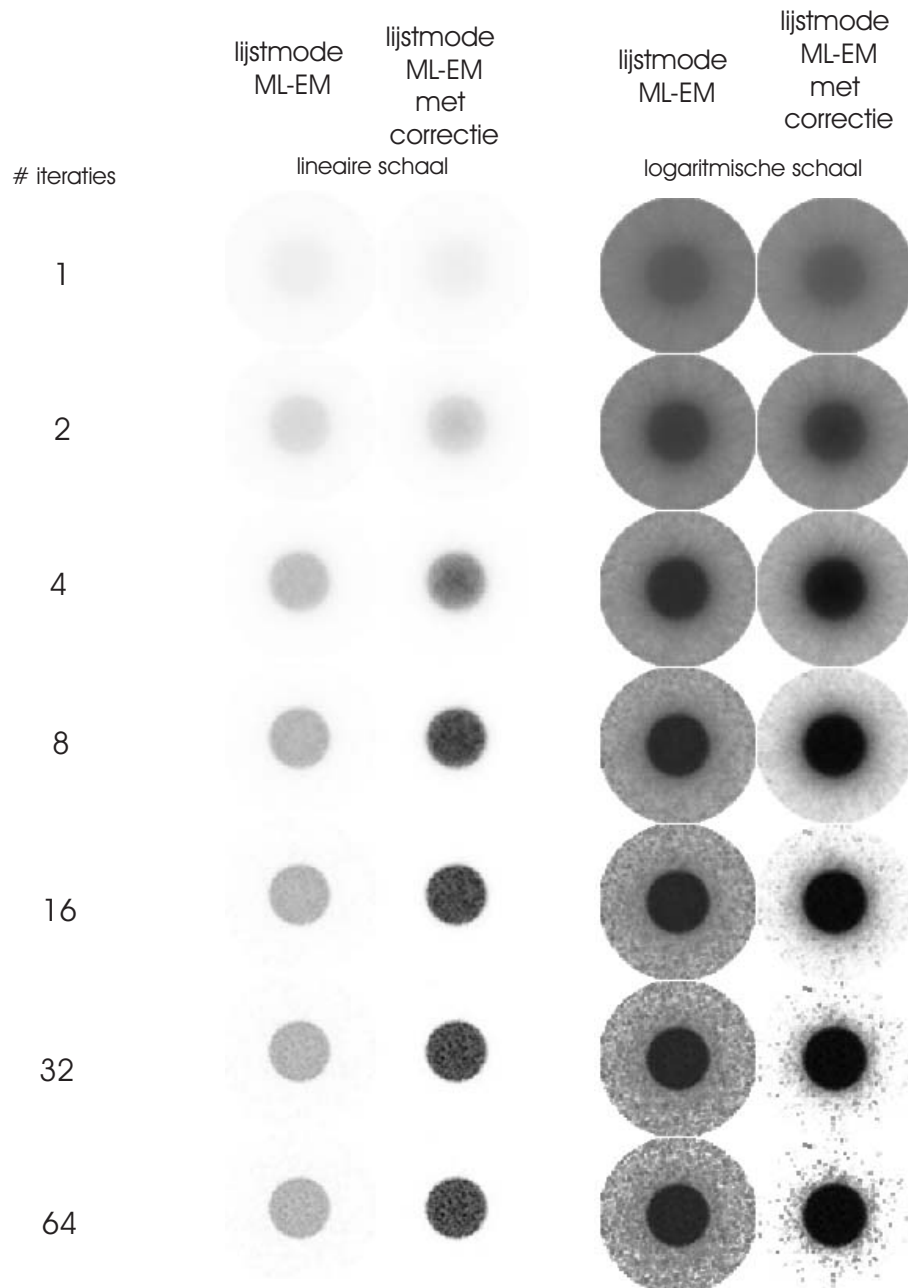
Simulatie van datasets

Verschillende opnamen van een kort, cilindrisch, uniform fantoom (diameter 200 mm en axiale lengte 40 mm) werden gesimuleerd met de geometrische simulator. De willekeurige coïncidenties werden gesimuleerd zoals beschreven in deel 2.6.1 in hoofdstuk 2.

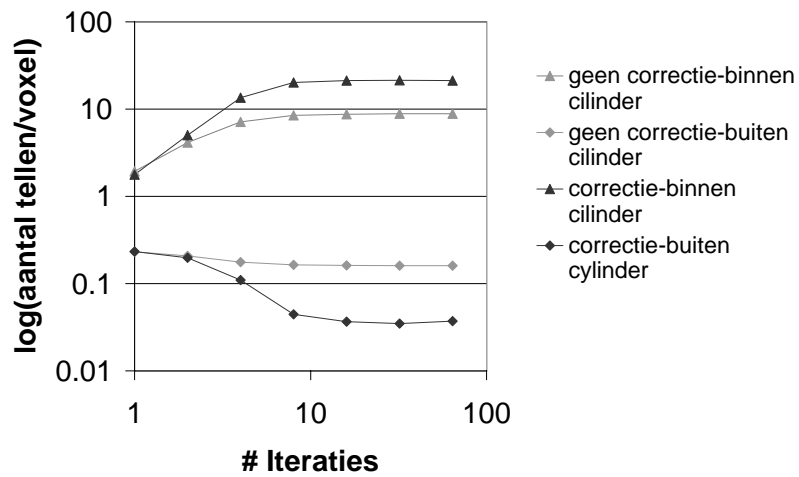
Er werden drie verschillende configuraties gesimuleerd: een tweekops met radius 260 mm, een U-vormige met radius 280 mm en een triangulaire configuratie met radius 230 mm. Voor elke dataset werden 10^6 annihilaties gesimuleerd. Er werd een hoeveelheid willekeurige coïncidenties gesimuleerd zodat de hoeveelheid werkelijke en willekeurige coïncidenties ongeveer gelijk was. De willekeurige en werkelijke coïncidenties werden in één lijstmodedataset opgeslagen. Van de simulatie werd ook een beeld met alle detecties van enkelvoudige fotonen (ook deze die niet leiden tot een coïncidentie) bijgehouden. Dit beeld bevat een matrix van 32 x 32 elementen per hoek. Er wordt een beeld gemaakt om de 6° (30 hoeken). Een beeld over 360° is niet nodig omdat het effect van attenuatie niet in rekening werd gebracht bij de simulatie. Deze matrix werd niet groter gekozen omdat de verdeling van enkelvoudige fotonen op de detector zeer glad is. Dit beeld (waarvan een voorbeeld in figuur 5.4) werd gebruikt voor de bepaling van het aantal enkelvoudige fotonen s_1 en s_2 aan de uiteinden van de LOR.

Reconstructie van de lijstmode data

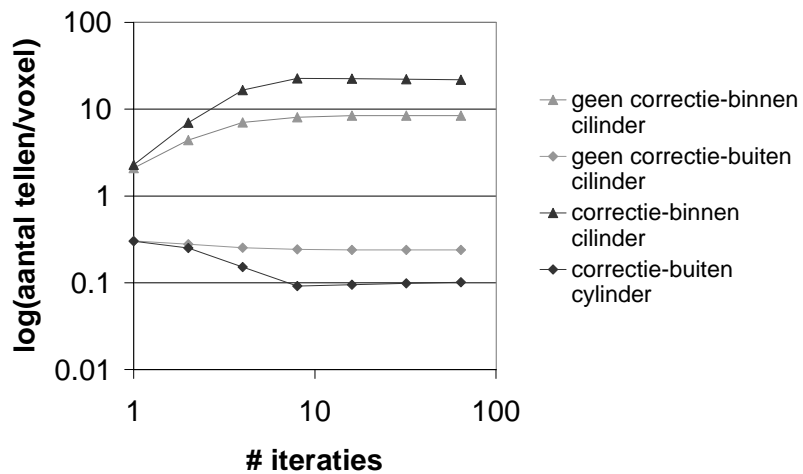
In figuur 5.6 wordt de evolutie van de reconstructie als functie van het aantal iteraties weergegeven. Dit is voor de data opgenomen met de tweekopsconfiguratie. Hiertoe worden de verschillende sneden (40 mm axiale lengte) van het cilindrisch fantoom opgeteld om een betere statistiek te bekomen. Aan de linkerkzijde wordt het resultaat van het lijstmode ML-EM-algoritme (zonder



Figuur 5.6: Reconstructie als functie van het aantal iteraties voor het lijstmodealgoritme zonder en met correctie



Figuur 5.7: Evolutie van het gemiddeld aantal tellen per voxel (binnen en buiten de cilinder) als functie van het aantal iteraties (1, 2, 4, 8, 16, 32 en 64) van het lijstmode algoritme. De grijze curven zijn voor het lijstmode ML-EM-algoritme zonder correctie, de zwarte voor het algoritme met correctie. Beide assen hebben een logaritmische schaal om de evolutie beter weer te geven. De data zijn gesimuleerd met een tweekopsconfiguratie.



Figuur 5.8: Evolutie van het gemiddeld aantal tellen per voxel (binnen en buiten de cilinder) als functie van het aantal iteraties (1, 2, 4, 8, 16, 32 en 64) van het lijstmode algoritme. De grijze curven zijn voor het lijstmode ML-EM-algoritme zonder correctie, de zwarte voor het algoritme met correctie. Beide assen hebben een logaritmische schaal om de evolutie beter weer te geven. De data zijn gesimuleerd met een U-vormige configuratie.

additieve term) weergegeven, aan de rechterzijde wordt de reconstructie, waarbij gecorrigeerd werd voor willekeurige coïncidenties, getoond. Op de lineaire schaal is het verschil niet duidelijk, alhoewel het aantal willekeurige en werkelijke coïncidenties ongeveer even groot is. De willekeurige coïncidenties geven echter veel lagere voxelwaarden omdat ze verspreid zijn over het volledige beeld terwijl de werkelijke coïncidenties enkel door de cilinder gaan. Op de logaritmische schaal is echter wel duidelijk dat de correctie de willekeurige coïncidenties minimaliseert. Dit wordt ook duidelijk weergegeven in figuur 5.7 waarin het gemiddeld aantal tellen per voxel binnen en buiten de cilinder wordt weergegeven voor de lijstmode reconstructie met en zonder correctie. Het aantal tellen binnen de cilinder stijgt doordat de reconstructie op het aantal gemeten coïncidenties wordt genormaliseerd. Voor de U-vorm (zie figuur 5.8) bekomen we een gelijkaardig verloop van het gemiddeld aantal tellen per voxel. In figuur 5.9 wordt bovenaan de som van alle axiale sneden weergegeven en wordt onderaan de som van alle sneden in het transaxiale vlak weergegeven.

5.3.4 Effect van correctie op contrast

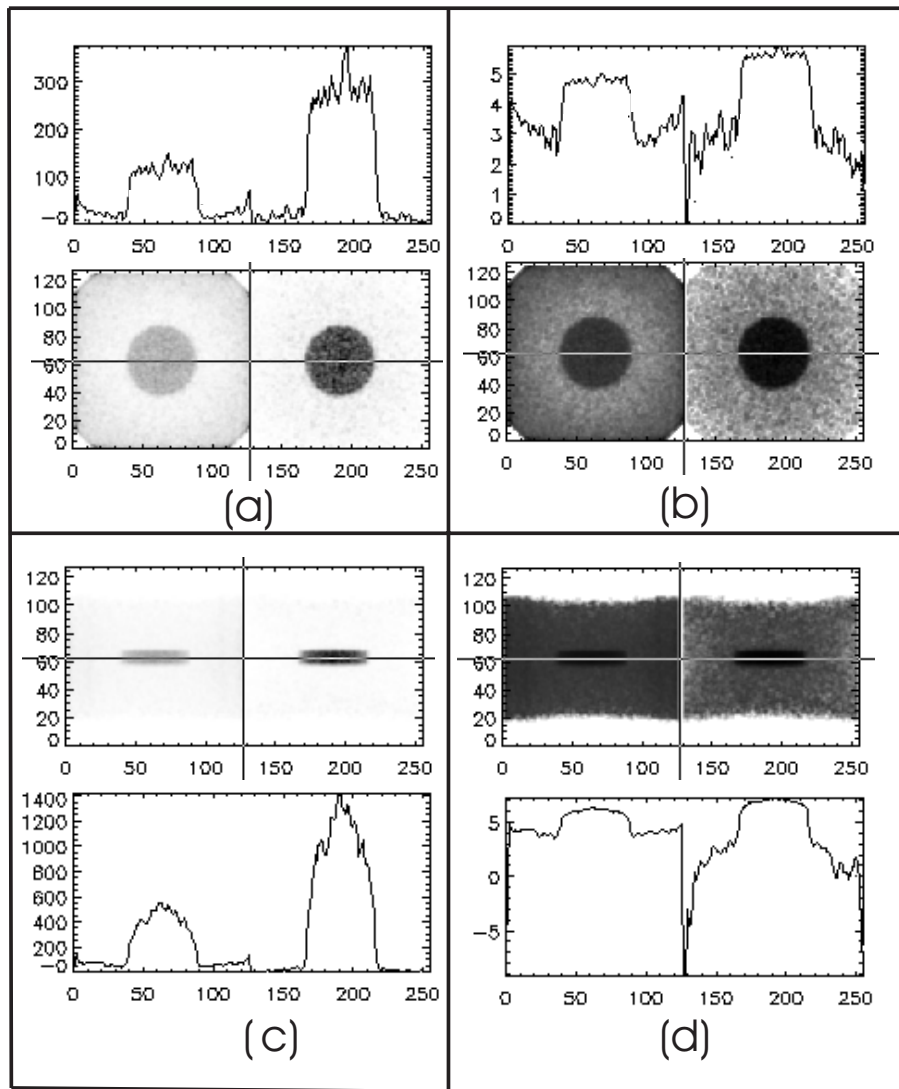
In een uniform fantoom werden 3 bolletjes (diameter 20 mm) met een hogere activiteit (5 maal hoger dan achtergrond) aangebracht. Een lijstmodedataset, bestaande uit willekeurige en werkelijke coïncidenties, werd bekomen met de geometrische simulator. De datasets werden gereconstrueerd met het lijstmode reconstructiealgoritme met en zonder correctie voor willekeurige coïncidentie. De evolutie van het contrast als functie van het aantal iteraties wordt weergegeven in figuur 5.10. De evolutie van de contrastuisverhouding als functie van het aantal iteraties wordt weergegeven in figuur 5.11.

Het contrast verbetert duidelijk en gaat naar de juiste verhouding door het gebruik van de correctiemethode. Dit gaat wel gepaard met een kleine vermindering in de contrastuisverhouding. Ter illustratie wordt een axiaal beeld en transaxiaal beeld van de reconstructie na 8 iteraties getoond in figuur 5.12.

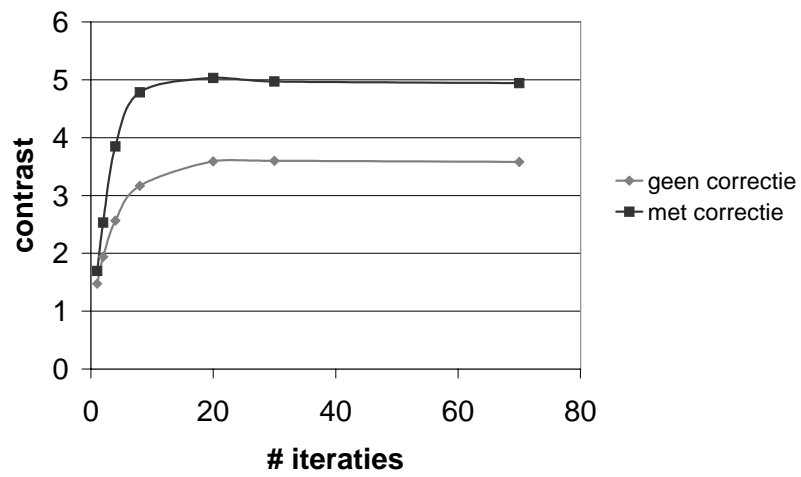
5.4 Besluit en originele bijdragen

In dit hoofdstuk werd het probleem van willekeurige coïncidenties besproken. De invloed van willekeurige coïncidenties op de beeldkwaliteit en de reeds bestaande correctiemethoden werd kort besproken.

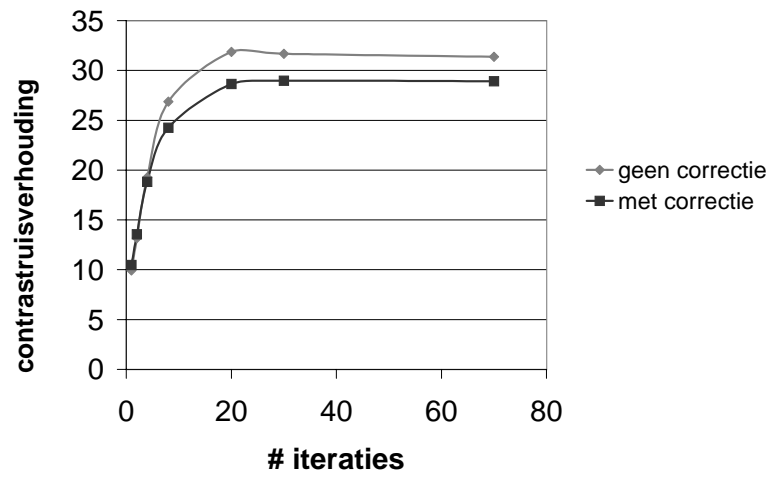
Vervolgens werd met behulp van simulaties getoond dat de verdeling van willekeurige coïncidenties slechts in beperkte mate afhangt van het object in het gezichtsveld. Voor een vast object is deze verdeling wel sterk afhanke-



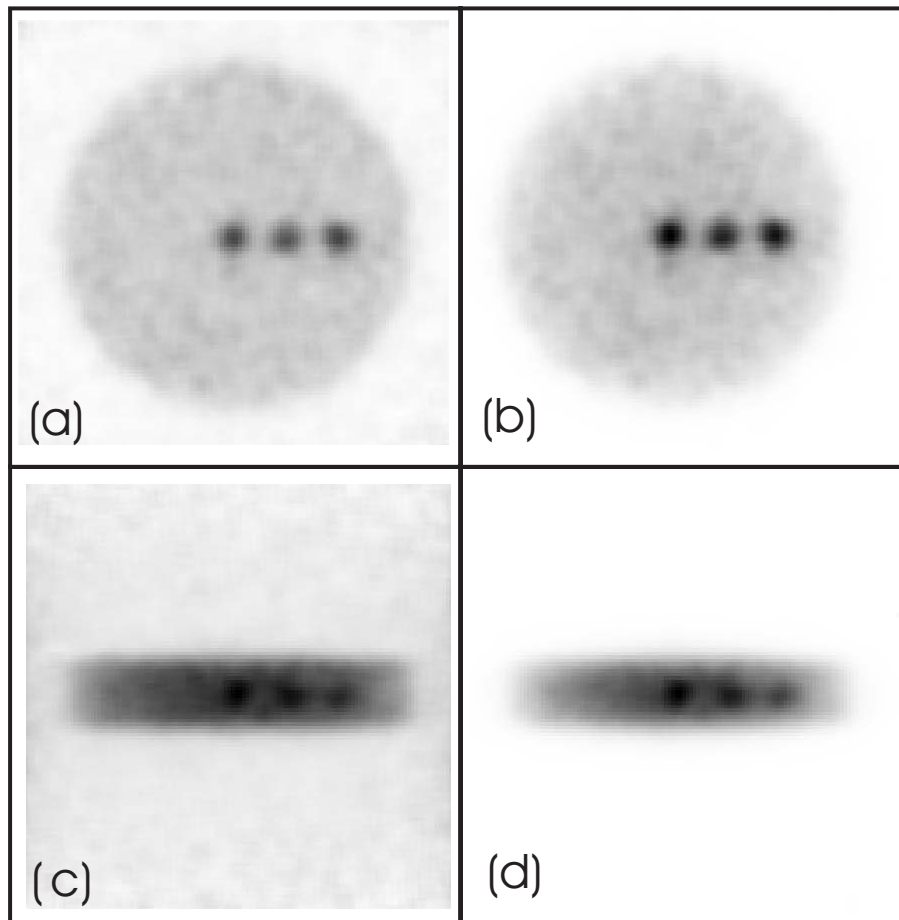
Figuur 5.9: Som van de sneden van de reconstructie na 64 iteraties. In (a) wordt de som van de axiale sneden weergegeven op een lineaire schaal, links wordt het resultaat van het algoritme zonder correctie getoond, rechts het algoritme met correctie. Bovenaan wordt het profiel door het midden weergegeven. In (b) idem, maar met een logaritmische schaal. In (c) wordt op identieke wijze de som van de transaxiale sneden (lineaire schaal) getoond. In (d) wordt dit weergegeven op een logaritmische schaal.



Figuur 5.10: Contrast als functie van het aantal iteraties voor het lijstmodealgoritme zonder en met correctie.



Figuur 5.11: Contrastruisverhouding als functie van het aantal iteraties voor het lijstmode-algoritme zonder en met correctie.



Figuur 5.12: Transaxiaal en axiaal beeld van de reconstructie van het uniforme fantoom met bolletjes. (a) en (c) zijn het transaxiaal en axiaal beeld van de reconstructie zonder correctie en (b) en (d) zijn het transaxiaal en axiaal beeld van de reconstructie met correctie voor willekeurige coincidenties.

lijk van de oriëntatie van de detectoren. Deze verdeling is sterk gelijkend op de vroeger berekende geometrische sensitiviteitsverdeling. Deze verdeling kan dan ook uit de gemeten verdeling van enkelvoudige fotonen berekend worden met een analoge berekening als de sensitiviteitsberekening. De berekende verdeling kan gebruikt worden om bij een analytische reconstructiemethode (na reconstructie) in de beeldruimte te corrigeren voor de willekeurige coïncidenties. Door het ontbreken van een dergelijke analytische reconstructiemethode voor lijstmode werd dit niet verder getest.

Om te corrigeren voor willekeurige coïncidenties werd een methode ontwikkeld die gebruikt kan worden in het iteratief lijstmode ML-EM-algoritme. Het totaal aantal willekeurige coïncidenties wordt verdeeld (gewogen volgens het product van de enkelvoudige fotonen) over de gemeten LOR's. Deze schatting wordt bij elke iteratie opgeteld bij de voorwaartse projectie langs de gemeten LOR. Deze methode werd gevalideerd met behulp van gesimuleerde data. Hierbij werd aangetoond dat het aantal willekeurige coïncidenties in het beeld zeer sterk verminderd wordt. Verder bleek dat door deze correctie het juiste contrast bekomen werd, wat wel gepaard ging met een kleine vermindering in de contrastuisverhouding. Deze methode dient verder gevalideerd te worden op fantoom en patiëntstudies. Dit onderzoek heeft aanleiding gegeven tot verschillende bijdragen op internationale conferenties [93,94].

Hoofdstuk 6

Besluit

In dit hoofdstuk wordt een overzicht gegeven van de verschillende onderwerpen die in het doctoraatsproefschrift werden behandeld. De originele bijdragen van dit onderzoek worden verder toegelicht. Hierna volgen enkele mogelijkheden voor verder onderzoek.

Dit doctoraatswerk behandelt lijstmode reconstructie voor PET-beeldvorming met een gammacamera. In de inleiding wordt een kort overzicht van dit werk gegeven. In het tweede hoofdstuk wordt eerst de rol van PET-beeldvorming in het domein van de medische beeldvorming behandeld. Hierna gaan we dieper in op de fysische principes en de technische aspecten van PET-beeldvorming. De wijzigingen die worden uitgevoerd om PET op een gammacamera te verbeteren worden uitvoerig besproken. De technische details van het gebruikte toestel worden behandeld. Dit hoofdstuk wordt afgerond met een beschrijving van de Monte-Carlomethode die gebruikt wordt om een simulatie van dit toestel uit te voeren. Hiervoor werd een eenvoudige simulator ontwikkeld die toelaat om een PET-camera met perfecte kristallen te simuleren.

In het tweede hoofdstuk komt de reconstructie voor 3D PET aan bod. Eerst worden de analytische reconstructietechnieken behandeld. Er wordt aangetoond hoe uit projecties het beeld kan afgeleid worden. Hierna wordt dieper ingegaan op verschillende herleidings- en vervolledigingstechnieken, die nodig zijn omdat slechts een gedeelte van de 3D PET-data gemeten worden. Dit wordt veroorzaakt door de beperkte axiale lengte van de camera. Vervolgens behandelen we de iteratieve methoden, waarbij we in het bijzonder de ML-EM-methode toelichten. Meestal worden voor deze methode de data eerst tot projecties herleid. Dit kan vermeden worden door de lijstmodedata niet te herleiden en deze rechtstreeks te gebruiken als input voor het ML-EM-algoritme. De voor- en nadelen van deze techniek worden uitvoerig besproken. De im-

plementatie van deze methode werd in detail besproken. Dit algoritme werd vergeleken met twee klassieke reconstructiemethoden. Er wordt aangetoond dat voor een maximaal gebruik van de sensitiviteit de resolutie bekomen met het lijstmode ML-EM-algoritme beter is dan door gebruik te maken van de herleidingstechnieken. Dit algoritme geeft vooral een verbetering in de axiale en tangentiële resolutie. Uit de metingen en simulaties met het cilindrisch fantoom met warme zones blijkt dat dit algoritme een verbeterd contrast en een verbeterde contrast-ruisverhouding oplevert in vergelijking met een bestaande herleidingstechniek. Er kan verwacht worden dat dit gepaard gaat met een verbeterde detectie van tumoren. Het gebruik van het iteratief lijstmode algoritme vereist wel een correctie voor de variërende sensitiviteit in het gezichtsveld van de camera.

Deze sensitiviteit wordt bepaald door de geometrie van de camera, maar wordt ook beïnvloed door de beperkte detectie-efficiëntie van het kristal. Deze efficiëntie neemt toe met de dikte van het kristal, maar het gebruik van een dikker kristal leidt ook tot een resolutieverlies. Dit resolutieverlies wordt dan ook eerst onderzocht in het derde hoofdstuk. Hierbij werden verschillende parameters als de kristaldikte, de invalshoek en de configuratie onderzocht. Er wordt aangetoond dat het verlies aan resolutie in de gereconstrueerde beelden vrij beperkt blijft. In dit hoofdstuk wordt ook een nieuwe methode beschreven om de absolute sensitiviteit te berekenen. Bij deze berekening wordt rekening gehouden met de geometrie van de camera en de dikte en detectie-efficiëntie van het kristal. Dit wordt eerst uitgevoerd in 2D, wat een goede benadering is voor het geval van axiale collimatie. Hierna wordt door gebruik te maken van een berekening gebaseerd op ruimtehoeken het 3D geval berekend. Deze resultaten worden gevalideerd met behulp van Monte-Carlosimulaties en metingen. Uit de vergelijking met resultaten bekomen met de Monte-Carlosimulaties blijkt dat de absolute sensitiviteitswaarden en de profielen correct zijn. Enkel bij de U-vorm is er een vrij grote afwijking voor punten die ver van het centrum liggen. De relatieve sensitiviteitsmetingen tonen een goede overeenkomst met de berekende waarden. Ook hier is de grootste afwijking merkbaar bij de U-vorm.

In hoofdstuk 4 gaan we dieper in op correcties voor willekeurige coïncidenties. Er wordt eerst aangetoond dat de verdeling van willekeurige coïncidenties een sterke gelijkenis vertoont met de geometrische sensitiviteitsverdeling en vooral bepaald wordt door de geometrie van de camera. Deze verdeling kan berekend worden door een methode die vergelijkbaar is met de berekening van de absolute sensitiviteit. Verder werd een nieuwe correctiemethode ontwikkeld die correctie voor willekeurige coïncidenties mogelijk maakt met iteratieve lijstmode reconstructie. Deze methode maakt gebruik van een meting van de enkelvoudige fotonen. De bijkomende rekentijd voor

deze correctiemethode is beperkt. De resultaten tonen aan dat de willekeurige coïncidenties verwijderd worden na een voldoende aantal iteraties.

Het gebruik van gammacamera's voor PET heeft slechts een beperkt toepassingsgebied omwille van de lage sensitiviteit, de beperkte telkadans en de slechtere beeldkwaliteit. Het gebruik van deze camera is vooral aangewezen als er een beperkt aantal PET-onderzoeken per week gecombineerd moet worden met SPECT-onderzoeken op eenzelfde toestel of als de kostprijs van een klassiek PET-systeem te hoog ligt. Het gebruik van een bijkomende detector leidt tot een verbetering van de sensitiviteit. De lokaal werkende elektronica zorgt vooral voor een betere telkadanscapaciteit. De nieuwe reconstructietechnieken zorgen ervoor dat de beeldkwaliteit van de reconstructie sterk verbeterd is. Deze verschillende factoren hebben ervoor gezorgd dat een duidelijke verbetering merkbaar is ten opzichte van de eerste toestellen die op de markt kwamen. Toch blijft de kloof met de PET-camera's vrij groot. Omwille van het beperkte toepassingsgebied van deze camera's hebben we er daarom voor gezorgd dat de verschillende aspecten van dit onderzoek ook vrij eenvoudig toepasbaar zijn op meerkopcamera's zoals een PET-systeem opgebouwd uit zes of meer NaI-kristallen. Dit systeem is immers opgebouwd uit verschillende detectorparen en doordat de berekening van de sensitiviteit werd ontwikkeld voor een willekeurige configuratie van twee detectoren, kan deze methode dus eenvoudig worden toegepast op deze configuraties. Het lijstmode algoritme kan eenvoudig gewijzigd worden zodat het gebruikt kan worden voor de lijstmodedata van een ander PET-systeem. Ook hier zal de resolutie van de opnamen beter behouden blijven. De correctie voor willekeurige coïncidenties kan gebruikt worden op andere camera's waarop een opname van de enkelvoudige fotonen uitgevoerd kan worden.

Dit werk biedt nog toekomstperspectieven op verschillende onderwerpen. Het voorgestelde algoritme en de bijhorende correcties kunnen nog verder geëvalueerd worden op fantoomstudies en patiëntendata. Hierbij kan bijvoorbeeld onderzocht worden of iteratieve lijstmode reconstructie resulteert in een betere detectie van tumoren. Hiernaast kunnen er ook nog bijkomende correcties ontwikkeld worden. De correcties voor attenuatie en verstrooiing werden hier niet besproken. Hier zijn er ook nog verschillende onderzoeksmogelijkheden. Een gecombineerde 3D voxelgebaseerde sensitiviteits- en attenuatiecorrectie kan vergeleken worden met de bestaande correctiemethoden voor attenuatie. De energieinformatie voor elk van beide fotonen in het lijstmodeformaat biedt de mogelijkheid van een energiegebaseerde correctie voor verstrooiing. Verder is het zeker nuttig om verschillende vormen van regularisatie te onderzoeken om de toename van ruis met het aantal iteraties te beperken.

Daarnaast kan er ook gewerkt worden aan een verbeterde projectie en te-

rugprojectie. Het gebruik van intersectielengtes voor de berekening van de projectie en terugprojectie heeft het voordeel dat het vrij snel is, maar is nog steeds een benadering van de werkelijke meting. De projectie en terugprojectie stap kan zeker nauwkeuriger worden gemaakt door een model dat de variërende resolutie langs de LOR in rekening brengt. Om dit op een efficiënte wijze te implementeren zou ook een gebruik van andere basisfuncties dan voxels in de beeldruimte nuttig kunnen zijn.

Referenties

- [1] M A Wilson, *Textbook of Nuclear Medicine*, Raven Press, 1998.
- [2] I P C. Murray en P J Ell, *Nuclear Medicine in Clinical Diagnosis and Treatment*, Churchill Livingstone Inc., 1998.
- [3] Burnham C A en Brownell G L, “Multi-crystal positron camera,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 19, no. 3, pp. 201–220, 1972.
- [4] Muehllehner G, “Positron camera with extended counting rate capability,” *J. Nucl. Med.*, vol. 16, pp. 653–657, 1975.
- [5] R J English en S E Brown, *SPECT Single-Photon Emission Computed Tomography: A Primer.*, New York: The Society of Nuclear Medicine, Inc., 1990.
- [6] Karp J.S., Muehllehner G., Mankoff D.A., Ordonez C.E., Ollinger J.M., Daube-Witherspoon M.E., Haigh A.T., en Beerbohm D.J., “Continuous-slice penn-pet: a positron tomograph with volume imaging capability,” *J. Nucl. Med.*, vol. 31, no. 5, pp. 617–627, 1990.
- [7] H Anderson en P Price, “What does positron emission tomography offer oncology?,” *European Journal of Cancer*, vol. 36, no. 16, pp. 2028–2035, 2000.
- [8] P H Jarritt en P D Acton, “PET imaging using gamma camera systems: a review,” *Nuclear Medicine Communications*, vol. 17, pp. 758–766, 1996.
- [9] J A Sorenson en M E Phelps, *Physics in Nuclear Medicine*, chapter Systems and Devices, W.B. Saunders Company, 1987.
- [10] H Anger, “Scintillation camera with multichannel colimator,” *J. Nucl. Med.*, vol. 5, pp. 515, 1964.
- [11] Picker International Inc., *IRIX Imaging System Product Data*, 1997.

- [12] E J Hoffman, S C Huang, M E Phelps, en D E Kuhl, "Quantitation in Positron Emission Computed Tomography: 4 Effect of Accidental Coincidences," *J. Comput. Assist. Tomogr.*, vol. 5, pp. 391–440, 1981.
- [13] M Ljungberg, MA King, GJ Hademenos, en SE Strand, "Comparison of 4 scatter correction methods using monte-carlo simulated source distributions," *J. Nucl. Med.*, vol. 35(1), pp. 143–151, 1994.
- [14] L Shao, R Freifelder, en J S Karp, "Triple energy window scatter correction technique in PET," *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 13, no. 4, pp. 641–648, December 1994.
- [15] D F Yu en J A Fessler, "Mean and variance of single photon counting with deadtime," *Phys. Med. Biol.*, vol. 45, pp. 2043–2056, 2000.
- [16] Royal H.D., Brown P.H., en Claunch B.C, "Effects of a reduction in crystal thickness on anger-camera performance," *J. Nucl. Med.*, vol. 20, pp. 977–980, 1979.
- [17] Chapman D., Newcomer K., Berman D., en Waxman A., "Half-inch vs quarter inch anger camera technology: resolution and sensitivity differences at low photopeak energies," *J. Nucl. Med.*, vol. 20, pp. 611, 1979.
- [18] T K Lewellen, R S Miyaoka, en W L Swan, "PET imaging using dual-headed gamma cameras: an update," *Nuclear Medicine Communications*, vol. 20, pp. 5–12, January 1999.
- [19] E L Boren, B Delbeke, J A Patton, en Sandler M P, "Comparison of FDG PET and positron coincidence detection imaging using a dual-head gamma camera with 5/8 inch NaI(Tl) crystals in patients with suspected body malignancies," *Eur. J. Nucl. Med.*, vol. 26, no. 4, pp. 379–387, 1999.
- [20] GE Medical systems, "Positron emission tomography with the millenium vg," 1998.
- [21] J A Patton en T G Turkington, "Coincidence Imaging with a Dual-Head Scintillation Camera," *J. Nucl. Med.*, vol. 40, no. 3, pp. 432–441, 1999.
- [22] G Muehllehner en Y Hamisch, "Sodium Iodide Positron Detectors: PET/SPECT and Dedicated Systems," *Revue de l'ACOMEN*, vol. 5, no. 2, pp. 145–151, 1989.

- [23] D A Mankoff, G Muehlehner, en J S Karp, "The high count rate performance of a two-dimensionally position-sensitive detector for positron emission tomography," *Phys. Med. Biol.*, vol. 34, pp. 437–456, 1989.
- [24] D A Mankoff, G Muehlehner, en G E Miles, "A local coincidence triggering system for PET tomographs composed of large-area position-sensitive detectors," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 37, no. 2, pp. 730–736, 1990.
- [25] S C Strother, M E Casey, en E J Hoffman, "Measuring PET Scanner Sensitivity: Relating Count Rates to Image Signal-to-Noise Ratios using Noise Equivalent Counts," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 37, no. 2, pp. 783–788, 1990.
- [26] NEMA Standards Publication No NU2-2001, *Performance Measurements of Positron Emission Tomographs*, 2001.
- [27] S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Physical evaluation of 511 keV coincidence imaging with a gamma camera," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, pp. 98–105, Februari 2001.
- [28] Y D'Asseler, S Vandenberghe, C G Matthews, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Three-Dimensional Geometric Sensitivity Calculation For Three-Headed Coincidence Imaging," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, pp. 1446–1451, August 2001.
- [29] Marconi Medical systems Inc., *MarconiIRIX Imaging System Product Data*, 2001.
- [30] C Groiselle en Glick S J, "NEMA NU 2-2000 performance measurements on a Marconi IRIX hybrid PET system operating in dual- or triple-head coincidence mode.," in *Journal of nuclear medicine*, 2001, vol. 42, p. 883.
- [31] "<http://wwwinfo.cern.ch/api/>," .
- [32] C Groiselle, J A Kolthammer, Matthews C G, en Glick S J, "A Monte-Carlo simulation study to evaluate septal spacing using triple-head hybrid PET imaging," in *Proceedings of the IEEE MIC*, San Diego, CA, USA, 2001.
- [33] M Defrise en P E Kinahan, *The Theory and Practise of 3D PET*, chapter Data Acquisition and Image Reconstruction in PET, pp. 11–53, Bendoric, B and Townsend, D W eds., Kluwer Academic Publishers, 1998.

- [34] S S Orlov, "Theory of three-dimensional image reconstruction: I Conditions for a complete set of projections," *Soviet Physics Crystallography*, vol. 20, pp. 429–433, 1976.
- [35] W L Swan, "Exact rotational weights for coincidence imaging with a continuously rotating dual-headed gamma camera," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 47, no. 4, pp. 1421–1431, August 2000.
- [36] Margaret E. Daube-Witherspoon en Gerd Muehllehner, "Treatment of axial data in three-dimensional PET," *J. Nucl. Med.*, vol. 28, pp. 1717–1724, 1987.
- [37] R M Lewitt, G Muehllehner, en J S Karp, "Three-dimensional reconstruction for PET by multi-slice rebinning and axial image filtering," *Phys. Med. Biol.*, vol. 39, pp. 321–340, 1994.
- [38] W Xia, R M Lewitt, en P R Edholm, "Fourier Correction for Spatially Variant Collimator Blurring in SPECT," *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 14, no. 1, pp. 100–115, 1995.
- [39] M Defrise, P E Kinahan, D W Townsend, C Michel, M Sibomana, en D F Newport, "Exact and Approximate Rebinning Algorithms for 3-D PET Data," *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 16, no. 2, pp. 145–158, 1997.
- [40] Liu Xuan, Michel Defrise, Cristian Michel, Merence Sibomana, Claude Comtat, Paul Kinahan, en David Townsend, "Exact rebinning methods for 3D PET," in *IEEE Medical Imaging Conference Record*, Seattle, VA, 1999.
- [41] P E Kinahan en J G Rogers, "Analytic 3D image reconstruction using all detected events," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 36, no. 1, pp. 964–968, February 1989.
- [42] Chu G. en Tam K.C., "Three-dimensional imaging in the positron camera using fourier techniques," *Phys. Med. Biol.*, vol. 22, no. 2, pp. 245–265, 1977.
- [43] M. Defrise, S. Kuijk, en F. Deconinck, "A new three-dimensional reconstruction method for positron cameras using plane detectors," *Phys. Med. Biol.*, vol. 33, no. 1, pp. 43–51, 1988.
- [44] Fessler JA, "Penalized weighted least-squares image reconstruction for positron emission tomography," *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 12, no. 2, pp. 290–300, 1994.

- [45] Robert M. Lewitt, "Multidimensional digital image representations using generalized Kaiser-Bessel window functions," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 7, no. 10, pp. 1834–1846, October 1990.
- [46] R. Gordon, R. Bender, en G. T. Herman, "Algebraic reconstruction techniques (ART) for three-dimensional electron microscopy and x-ray photography," *J. Theor. Biol.*, vol. 29, pp. 471–481, 1970.
- [47] Richard Gordon, "A tutorial on ART," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 21, pp. 78–93, June 1974.
- [48] Peter Gilbert, "Iterative methods for the three-dimensional reconstruction of an object from projections," *J. Theor. Biol.*, vol. 36, pp. 105–117, 1972.
- [49] M Goitein, "Three-dimensional density reconstruction from a series of two-dimensional projections," *Nuclear instrumentation methods*, vol. 101, pp. 509–518, 1972.
- [50] S Alenius en U Ruotsalainen, "Bayesian image reconstruction for emission tomography based on median root prior," *J. Nucl. Med.*, 1997.
- [51] L. A. Shepp en Y. Vardi, "Maximum likelihood reconstruction for emission tomography," *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 1, pp. 113–122, Oct. 1982.
- [52] Y. Vardi, L. A. Shepp, en L. Kaufman, "A statistical model for positron emission tomography," *J. Am. Stat. Assoc.*, vol. 80, pp. 8–20, Mar. 1985.
- [53] L Shepp en Y Vardi, "Maximum likelihood reconstruction for emission tomography," *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 1, pp. 113–122, 1982.
- [54] H. Malcolm Hudson en Richard S. Larkin, "Accelerated image reconstruction using ordered subsets of projection data," *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 13, no. 4, pp. 601–609, December 1994.
- [55] Erlandsson K, Reader AJ, Flower MA, en Ott RJ, "New 3d backprojection and filtering method for pet using all detected events," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 45, no. 3, pp. 1183–1188, 1998.
- [56] HH Barrett, T White, en LC Parra, "List-mode likelihood," *Journal of the Optical Society of America A-Optics Image Science and Vision*, vol. 14, pp. 2914–2923, November 1997.

- [57] AJ Reader, K Erlandsson, MA Flower, en RJ Ott, "Fast accurate iterative reconstruction for low-statistics positron volume imaging," *Phys. Med. Biol.*, vol. 43, pp. 835–846, April 1998.
- [58] Levkovitz R., Falikman D., Zibulevsky M., Ben-Tal A., en Nemirovski A., "The design and implementation of cosem, an iterative algorithm for fully 3-d listmode data," *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 20, no. 7, pp. 633–642, July 2001.
- [59] L. Parra en H.H. Barrett, "List-mode likelihood : EM algorithm and image quality estimation demonstrated on 2-D PET," *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 17, pp. 228–235, April 1998.
- [60] J.W. Wallis en T.R. Miller, "An optimal rotator for iterative reconstruction," *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 16, no. 1, pp. 118–123, 1997.
- [61] Robert L. Siddon, "Fast calculation of the exact radiological path for a three-dimensional CT array," *Medical Physics*, vol. 12, no. 2, pp. 252–255, March 1985.
- [62] Fessler J A, "Statistical methods for image reconstruction," 1998, Lectures given at the IEEE MIC in Toronto.
- [63] Qi J, Leahy R M, Cherry S R, Chatziioannou A, en Farquhar T H, "High-resolution 3d bayesian image reconstruction using the micorpet small-animal scanner," *Phys. Med. Biol.*, vol. 43, pp. 1001–1013, 1998.
- [64] F Jacobs, E Sunderman, B De Sutter, M Christiaens, en I Lemahieu, "A fast algorithm to calculate the exact radiological path through a pixel or voxel space," *Computing and Information Technology*, vol. 6, pp. 89–94, January 1998.
- [65] Miyaoka RS, Kohlmyer SG, en Lewellen TK, "Hot sphere detection limits for a dual head coincidence imaging system," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 46, no. 6, pp. 2185–2191, 1999.
- [66] Christiaens M, De Sutter B, De Bosschere K, Van Campenhout J, en Lemahieu I, "A fast, cache-aware algorithm for the calculation of radiological paths exploiting subword parallelism," *JOURNAL OF SYSTEMS ARCHITECTURE*, vol. 45, no. 10, pp. 781–790, 1999.
- [67] De Sutter B, Christiaens M, De Bosschere K, Van Campenhout J, en Lemahieu I, "On the use of subword parallelism in medical image processing," *Parallel computing*, vol. 24, no. 9-10, pp. 1537–1556, 1998.

- [68] S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, R A Dierckx, en I Lemahieu, "Iterative List Mode Reconstruction for Coincidence data of Gamma Camera," in *Proceedings of the SPIE Medical Imaging*, San Diego, USA, 2000, vol. 3977, pp. 1538–1546.
- [69] S Vandenberghe, M Koole, Y D'Asseler, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Iterative 3D list mode reconstruction for coincidence imaging on dual- and triple head gamma cameras," in *EANM, in: European Journal of Nuclear Medicine Vol 27, no 8*, Paris, France, 2000, p. 967.
- [70] Turkington T G en Laymon C M, "Imaging properties of a half-inch sodium iodide gamma camera," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 44, pp. 1262–1265, 1997.
- [71] K Wienhard, M Schmand, ME Casey, K Baker, J Bao, L Eriksson, WF Jones, C Knoess, M Lenox, M Lercher, P Luk, C Michel, JH Reed, N Richerzhagen, J Treffert, S Vollmar, JW Young, WD Heiss, en R Nutt, "The ecat hrct: Performance and first clinical application of the new high resolution research tomograph," *IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE*, vol. 49, pp. 104–110, 2002.
- [72] Glick S.J. en Stodzilka R.S., "The effect of photon incident angle on spatial resolution with thick crystal hybrid pet," *J. Nucl. Med.*, vol. 41, no. 5, pp. 219, 2000.
- [73] "<http://www.rsinc.com/id1>," .
- [74] Muehllehner G en Karp J S, "Positron emission tomography-technical considerations," *Seminars on nuclear medicine*, vol. 14, pp. 35–50, 1986.
- [75] C Matthews, "Triple-head coincidence imaging," in *Conference Record of the 1999 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, Seattle, Washington, USA, October 1999, vol. 1.
- [76] Stodzilka R Z en Glick S J, "Optimizing geometry for hybrid pet: Dual-, triple-, and four-head camera," *Journal of Nuclear medicine*, vol. 41, no. 5, pp. 803, 2000.
- [77] W Wang en CG Matthews, "Geometric calibration of a triple head gamma camera pet system," in *Proceedings of the IEEE MIC in Lyon, France*, 2000.
- [78] Andrew Reader, *Image correction and reconstruction techniques for positron volume imaging with rotating planar detectors*, Ph.D. thesis, Ph.D thesis at the university of London, 1999.

- [79] Thielemans K, Morel C, Jacobson MW, Kaempf JH, en Mustafovic S, "Normalisation of listmode data with application to HIDAC data," in *Proceedings of the IEEE MIC*, San Diego, CA, USA, 2001.
- [80] H Anger en DH Davis, "Gamma-ray detection efficiency and image resolution in sodium iodide," *Rev.Sci.Instr*, vol. 35, pp. 693, 1964.
- [81] Yves D'Asseler, *Coïncidentiebeeldvorming met een gammacamera*, Ph.D. thesis, Ph.D thesis Universiteit Gent, 2002.
- [82] Y D'Asseler, S Vandenberghe, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Three-Dimensional Geometric Sensitivity for Stationary Triple-Headed PET Imaging," in *Proceedings of the ITBS*, Milos Island, Greece, 2001.
- [83] E J Soares, K Germino, S J Glick, en R Z Stodilka, "Determination of Three-Dimensional Voxel Sensitivity for Two- and Three-Headed Coincidence Imaging," in *Proceedings of the IEEE MIC*, San Diego, CA, USA, 2001.
- [84] S Vandenberghe, J Kolthammer, Y D'Asseler, C Matthews, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Influence of detector thickness on resolution in three-headed gamma camera," in *Proceedings of the IEEE MIC (CD-ROM)*, Lyon, France, 2000, pp. 16.17–16.21.
- [85] S Vandenberghe, J Kolthammer, Y D'Asseler, C G Matthews, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Influence of Detector Thickness on Resolution in Three-Headed Gamma Camera PET," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, pp. 98–103, 2002.
- [86] S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Influence of the angle of incidence on the sensitivity of dual- and triple head gamma camera coincidence imaging," in *EANM, in: European Journal of Nuclear Medicine Vol 27, no 8*, Paris, France, 2000, p. 955.
- [87] S Vandenberghe, Y D'Asseler, J Kolthammer, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, "Influence of the angle of incidence on the sensitivity of gamma camera based PET," *Phys. Med. Biol.*, vol. 47, pp. 289–303, 2002.
- [88] Smith R J en Karp J S, "A practical method for randoms subtraction in volume imaging pet from detector singles countrate measurements,"

- IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 43, no. 3, pp. 1981–1987, 1996.
- [89] Brasse D, Comtat C, Trebossen R, Tararine M, Nguyen QT, en Bendriem B, “Correction for the random coincidences in dual-head gamma camera imaging,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, no. 3, pp. 864–871, 2001.
- [90] Kolthammer J A en Matthews C G, “Randoms distribution for triple-head gammacamera pet systems,” in *IEEE Medical Imaging Conference Record*, San Diego, VA, 2001.
- [91] K Ogawa, Y Harata, T Ichihara, A Kubo, en S Hashimoto, “A practical method for position-dependent compton-scatter correction in single photon-emission ct,” *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 10(3), pp. 408–412, 1991.
- [92] Kolthammer J.A., “Private communication;” .
- [93] S Vandenberghe, Y D’Asseler, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, “Randoms Correction for Gamma Camera Based PET Listmode Reconstruction,” in *Proceedings of the IEEE MIC*, San Diego, USA, 2001.
- [94] S Vandenberghe, Y D’Asseler, R Van de Walle, I Lemahieu, en R A Dierckx, “Correction for external LOR effects in PET listmode reconstruction,” in *Proceedings the IEEE ITBS conference in Washington (to be published)*, 2002.

Artikels in internationale tijdschriften

- [1] L Bouwens, R Van de Walle, J Nuyts, M Koole, Y D'Asseler, S Vandenberghe, I Lemahieu, and R A Dierckx. Image-correction techniques in SPECT. *Computerized Medical Imaging and Graphics*, 25:117–126, 2001.
- [2] Y D'Asseler, M Koole, K Van Laere, S Vandenberghe, L Bouwens, R Van de Walle, C Van de Wiele, I Lemahieu, and R A Dierckx. PACS and multimodality in medical imaging. *Technology and Health Care*, 8:35–52, 2000.
- [3] Y D'Asseler, S Vandenberghe, F De Winter, R Van de Walle, M Koole, L Bouwens, I Lemahieu, and R A Dierckx. PET imaging using gamma cameras. *Computerized Medical Imaging and Graphics*, 25:87–96, 2001.
- [4] Y D'Asseler, S Vandenberghe, C G Matthews, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Three-Dimensional Geometric Sensitivity Calculation For Three-Headed Coincidence Imaging. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 48:1446–1451, 2001.
- [5] F De Winter, C Van de Wiele, S Vandenberghe, P De Bondt, D de Clercq, Y D'Asseler, and R A Dierckx. Coincidence Camera FDG Imaging for the Diagnosis of Chronic Orthopedic Infections: A Feasibility Study. *Journal of Computer Assisted Tomography*, 25:184–189, 2001.
- [6] F De Winter, C Van de Wiele, S Vandenberghe, B Vandebossche, Y D'Asseler, H Damien, and R A Dierckx. 18-F-Fluorodeoxyglucose triple headed coincidence detection imaging: preliminary results and comparison with dedicated PET. *Medical Science Monitor*, 8, 2002.
- [7] M Koole, K Van Laere, R Van de Walle, S Vandenberghe, L Bouwens, I Lemahieu, and R A Dierckx. MRI guided segmentation and quantifica-

- tion of SPECT images of the basal ganglia: a phantom study . *Computerized Medical Imaging and Graphics*, 25:165–172, 2001.
- [8] M Koole, R Van de Walle, K Van Laere, Y D'Asseler, S Vandenberghe, I Lemahieu, and R A Dierckx. Study of the quantification of FBP SPECT images with a correction for partial volume effects . *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 49:69–73, 2002.
- [9] P Lahorte, S Vandenberghe, K Van Laere, K Audenaert, I Lemahieu, and R A Dierckx. Assessment of the performance of SPM analyses of SPECT neuroactivation studies. *Neuroimage*, 12:757–764, 2000.
- [10] K Van Laere, M Koole, J Versijpt, S Vandenberghe, B Brans, Y D'Asseler, O De Winter, A Kalmar, and R A Dierckx. Transfer of normal ^{99m}Tc -ECD brain SPET databases between different gamma cameras. *European Journal of Nuclear Medicine*, 28:435–449, 2001.
- [11] K Van Laere, J Versijpt, M Koole, S Vandenberghe, P Lahorte, I Lemahieu, and R A Dierckx. Experimental performance assessment of statistical parametric mapping for SPECT neuroactivation studies using a sandwich phantom design. *Neuroimage*, 16:200–216, 2002.
- [12] S Vandenberghe, Y D'Asseler, J Kolthammer, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Influence of the angle of incidence on the sensitivity of gamma camera based PET. *Physics in Medicine and Biology*, 47:289–303, 2002.
- [13] S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Physical evaluation of 511 keV coincidence imaging with a gamma camera. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 48:98–105, Februari 2001.
- [14] S Vandenberghe, Y D'Asseler, R Van de Walle, T Kaupinnen, M Koole, L Bouwens, K Van Laere, I Lemahieu, and R A Dierckx. Iterative reconstruction algorithms in nuclear medicine. *Computerized Medical Imaging and Graphics*, 25:105–111, 2001.
- [15] S Vandenberghe, J Kolthammer, Y D'Asseler, C G Matthews, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Influence of Detector Thickness on Resolution in Three- Headed Gamma Camera PET . *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 49:98–103, 2002.

Conferentiebijdragen

- [1] L Bouwens, M Koole, Y D'Asseler, S Vandenberghe, R Van de Walle, and I Lemahieu. List-mode iterative reconstruction for SPECT. In *Proceedings of ESEM, in Technology and Health Care*, volume 9, pages 128–131, Belfast, Ireland, 2001.
- [2] L Bouwens, M Koole, Y D'Asseler, S Vandenberghe, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. List-Mode iterative reconstruction for SPECT. In *Proceedings of the RUG FTW 1st PhD Symposium*, Ghent, Belgium, 2000.
- [3] L Bouwens, R Van de Walle, M Koole, Y D'Asseler, S Vandenberghe, R A Dierckx, and I Lemahieu. SPECT Reconstruction from List-Mode Acquired Data. In *Proceedings of the EANM Meeting in European Journal of Nuclear Medicine 28: (8)*, page 969, Naples, Italy, 2001.
- [4] L Bouwens, R Van de Walle, M Koole, Y D'Asseler, S Vandenberghe, I Lemahieu, and R A Dierckx. SPECT Reconstructoin from list mode acquired data. In *Proceedings of the Xth symposium SBMN-BGNG in: Tijdschrift voor Nucleaire Geneeskunde 2001; 23(4): pp 155*, Knokke, Belgium, 2001.
- [5] L Bouwens, R Van de Walle, S Vandenberghe, H Gifford, M King, I Lemahieu, and R A Dierckx. Using energy information in SPECT listmode-reconstruction to correct for scatter. In *Proceedings of the IEEE MIC*, San Diego, USA, 2001.
- [6] Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, and L Bouwens. Three-dimensional geometric sensitivity calculation for three-headed coincidence imaging. In *Proceedings of the RUG FTW 1st PhD Symposium*, Ghent, Belgium, 2000.
- [7] Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Three-Dimensional Geometric Sensitivity

- For Stationary Triple-Headed Pet Imaging. In *Belgian day on Biomedical Engineering (BME), Brussels, Belgium, 2001*.
- [8] Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, R A Dierckx, and I Lemahieu. Geometric sensitivity calculation of three-headed gamma camera-based coincidence detection. In *Proceedings of the SPIE Medical Imaging*, volume 3977, pages 58–67, San Diego, USA, 2000.
- [9] Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. A Method for the Calculation of the Geometric Sensitivity for Stationary 3D PET using a Triple-Headed Gamma Camera. In *Proceedings of the EANM Meeting in European Journal of Nuclear Medicine 28: (8)*, page 1007, Naples, Italy, 2001.
- [10] Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Resolution Properties of Triple-Headed Coincidence Imaging. In *Proceedings of the IEEE MIC*, San Diego, USA, 2001.
- [11] Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Separability of three-dimensional geometric sensitivity correction in triple-headed gamma camera systems. In *Proceedings of the SPIE Medical Imaging*, volume 4320, pages 889–897, San Diego, USA, 2001.
- [12] Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Three-dimensional geometric sensitivity correction in triple-headed gamma camera coincidence imaging: separability properties. In *Proceedings of ESEM, in Technology and Health Care*, volume 9, pages 134–136, Belfast, Ireland, 2001.
- [13] Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Three-dimensional geometric sensitivity for stationary triple-headed PET-imaging. In *Proceedings of the RUG FTW 2nd PhD Symposium*, Ghent, Belgium, 2001.
- [14] Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, F De Winter, P De Bondt, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Evaluation of 511 keV imaging with gamma camera and PET. In *Symposium on the Frontiers in Nuclear Medicine Technology*, in: *Tijdschrift voor Nucleaire Geneeskunde*, page 108, Mol, Belgium, 1999.

- [15] Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Configuratie van een mini-PACS op een dienst Nucleaire Geneeskunde. In *9e driejaarlijks symposium voor nucleaire geneeskunde*, in : *Tijdschrift voor Nucleaire Geneeskunde*, page 28, Knokke, Belgium, 1999.
- [16] Y D'Asseler, S Vandenberghe, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Geometric sensitivity for triple head gamma camera based coincidence imaging. In *EANM, in: European Journal of Nuclear Medicine Vol 27, no 8*, page 955, Paris, France, 2000.
- [17] Y D'Asseler, S Vandenberghe, C Matthews, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Three-dimensional geometric sensitivity calculation for three-headed coincidence imaging. In *Proceedings of the IEEE MIC (CD-ROM)*, pages 16.24–16.27, Lyon, France, 2000.
- [18] Y D'Asseler, S Vandenberghe, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Three-Dimensional Geometric Sensitivity for Stationary Triple-Headed PET Imaging. In *Proceedings of the ITBS*, Milos Island, Greece, 2001.
- [19] F De Winter, C Van de wiele, S Vandenberghe, B Vandebossche, Y D'Asseler, D Huglo, and R A Dierckx. 18F-fluorodeoxyglucose triple headed coincidence imaging in oncology: preliminary results and comparison to dedicated PET. In *Proceedings of the Xth symposium SBMN-BGNG, in: Tijdschrift voor Nucleaire Geneeskunde 2001; 23(4): pp 152*, Knokke, Belgium, 2001.
- [20] F De Winter, C Van de Wiele, S Vandenberghe, P De Bondt, D De Clerq, Y D'Asseler, and R A Dierckx. Coincidence Camera F-18-FDG Imaging for the Diagnosis of Chronic Orthopedic Infection: a Feasibility Study. In *Proceedings of the SNM Meeting in Journal of Nuclear Medicine 42: (5), Suppl. S May*, page 1396, Toronto, Canada, 2001.
- [21] F De Winter, C Van de Wiele, S Vandenberghe, B Vandebossche, Y D'Asseler, D Huglo, and R A Dierckx. Triple Headed FDG coincidence Imaging in Oncology: Preliminary results and Comparison with Dedicated PET. In *Proceedings of the SNM Meeting in Journal of Nuclear Medicine 42: (5), Suppl. S May*, page 1266, Toronto, Canada, 2001.
- [22] M Koole, Y D'Asseler, S Vandenberghe, R Van de Walle, K Van Laere, I Lemahieu, and R A Dierckx. Sensitivity of Fan Beam versus Parallel

- Beam Collimation in SPECT Imaging . In *Proceedings of the ITBS*, Milos Island, Greece, 2001.
- [23] M Koole, Y D'Asseler, S Vandenberghe, R Van de Walle, K Van Laere, J Versijpt, I Lemahieu, and R A Dierckx. Modelling of the sensitivity of fan-beam collimation in SPECT imaging. In *Proceedings of the 23rd annual international conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society, EMBS 2001, 25-28/10/01 (CD-ROM)*, page 4, Istanbul, Turkey, 2001.
- [24] M Koole, R Van de Walle, K Van Laere, Y D'Asseler, S Vandenberghe, I Lemahieu, and R A Dierckx. Study of the quantification of FBP ECT images with a correction for partial volume effects. In *Proceedings of ESEM, in Technology and Health Care*, volume 9, pages 142–144, Belfast, Ireland, 2001.
- [25] M Koole, R Van de Walle, K Van Laere, L Bouwens, Y D'Asseler, S Vandenberghe, I Lemahieu, and R A Dierckx. Template-based scatter correction in clinical brain perfusion SPECT. In *Proceedings of the SPIE Medical Imaging*, volume 4322, pages 877–887, San Diego, USA, 2001.
- [26] M Koole, R Van de Walle, K Van Laere, Y D'Asseler, S Vandenberghe, L Bouwens, I Lemahieu, and R A Dierckx. MRI-guided quantification of SPECT images of the basal ganglia: a phantom study. In *Proceedings of the World Congress on Medical Physics and Biomedical Engineering*, Chicago, USA, 2000.
- [27] M Koole, R Van de Walle, K Van Laere, Y D'Asseler, S Vandenberghe, L Bouwens, I Lemahieu, and R A Dierckx. Study of the quantification of FBP ECT images with a correction for partial volume effects. In *Proceedings of the IEEE MIC*, pages 18.47–18.51, Lyon, France, 2000.
- [28] M Koole, R Van de Walle, K Van Laere, Y D'Asseler, S Vandenberghe, and I Lemahieu. Study of the quantification of FBP ECT images with a correction for partial volume effects. In *Proceedings of the RUG FTW 1st PhD Symposium*, Ghent, Belgium, 2000.
- [29] M Koole, R Van de Walle, K Van Laere, Y D'Asseler, S Vandenberghe, I Lemahieu, and R A Dierckx. Comparison of Sinogram and Reconstruction based Correction for Partial Volume Effects in ECT Imaging. In *Proceedings of the 5th WSES International Conference on Circuits, Systems, Communications and Computers (CSCC 2001)*, Rethymno, Greece, 2001.

- [30] M Koole, R Van de Walle, K Van Laere, J Versijpt, Y D'Asseler, S Vandenberghe, I Lemahieu, and R A Dierckx. A recursive Algorithm for Quantification of Brain Perfusion SPECT Imaging. In *Proceedings of the IEEE MIC*, San Diego, USA, 2001.
- [31] M Koole, K Van Laere, Y D'Asseler, S Vandenberghe, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Non-uniform energy scaling of SPECT attenuation maps. In *EANM, in: European Journal of Nuclear Medicine Vol 27, no 8*, page 943, Paris, France, 2000.
- [32] M Koole, K Van Laere, Y D'Asseler, S Vandenberghe, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. The Dependency Of Downscatter Estimates On Filterchoice And Influence On The Attenuation Coefficients In Simultaneous Transmission/Emission Brain Spect Imaging. In *Proceedings of the annual meeting of the BZVF*, Leuven, Belgium, 2000.
- [33] P Lahorte, S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, K Audenaert, I Lemahieu, and R A Dierckx. Statistical Parametric analysis of activation foci detectability in brain SPECT imaging: image quality versus statistical power. In *Joint WFNMB&B and EANM Congress, in European Journal of Nuclear Medicine*, Berlin, Germany, 1998.
- [34] P Lahorte, S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, K Audenaert, I Lemahieu, and R A Dierckx. Statistical Parametric analysis of activation foci detectability in brain SPECT imaging: influence of foci characteristics. In *4th International conference on functional mapping of the human brain, in: Journal of Nuclear Medicine*, Montreal, Canada, 1998.
- [35] P Lahorte, S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, K Audenaert, I Lemahieu, and R A Dierckx. Statistical Parametric Analysis of activation foci detection in brain SPECT. In *Proceedings of the 20th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society*, Hong Kong, 1998.
- [36] P Lahorte, S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, K Audenaert, I Lemahieu, and R A Dierckx. Statistische parametrische analyse van activatiefoci-detecteerbaarheid in hersenSPECT beeldvorming. In *9e driejaarlijks symposium voor nucleaire geneeskunde, in: Tijdschrift voor Nucleaire Geneeskunde*, page 17, Knokke, Belgium, 1999.
- [37] K Van Laere, L Bouwens, M Monsieurs, Y D'Asseler, M Koole, S Vandenberghe, and R A Dierckx. Non-uniform transmission in brain SPECT using static line sources: dosimetry and differential influence on brain

- quantification. In *46th annual meeting of the Society of Nuclear Medicine*, Los Angeles, USA, 1999.
- [38] K Van Laere, J Versijpt, M Koole, I Goethals, S Vandenberghe, and RA Dierckx. Accurate Transfer Of Stereotactic Normal Brain Perfusion Databases Between Different Gammagameras . In *Proceedings of the EANM Meeting in European Journal of Nuclear Medicine*, 27, Paris, France, 2000.
- [39] K Van Laere, J Versijpt, M Koole, S Vandenberghe, P Lahorte, and RA Dierckx. Experimental validation of statistical parametric mapping for SPECT . In *Proceedings of the SNM Meeting in Journal of Nuclear Medicine* 42: (5) , Suppl. S May, Toronto, Canada, 2001.
- [40] K Van Laere, J Versijpt, M Koole, S Vandenberghe, I Lemahieu, and RA Dierckx. Experimental validation of statistical parametric mapping for SPECT using a sandwich phantom design. In *Proceedings of the Human Brain Mapping meeting in Neuroimage*, Vol. 13, 6, page 274, Toronto, Canada, 2001.
- [41] S Vandenberghe, Y D'Asseler, L Bouwens, I Lemahieu, and R A Dierckx. List mode based correction and reconstruction techniques for coincidence data of a gamma camera. In *Proceedings of the RUG FTW 1st PhD Symposium*, Ghent, Belgium, 2000.
- [42] S Vandenberghe, Y D'Asseler, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Detector efficiency and geometry correction in PET imaging with NaI crystals. In *Belgian day on Biomedical Engineering (BME)*, Brussels, Belgium, 2001.
- [43] S Vandenberghe, Y D'Asseler, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Detector efficiency and geometry correction in PET imaging with NaI crystals. In *Proceedings of the second FTW symposium*, Ghent University, 2001.
- [44] S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, R A Dierckx, and I Lemahieu. Iterative List Mode Reconstruction for Coincidence data of Gamma Camera. In *Proceedings of the SPIE Medical Imaging*, volume 3977, pages 1538–1546, San Diego, USA, 2000.
- [45] S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, L Bouwens, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Randoms Correction for Gamma Camera Based PET Listmode Reconstruction. In *Proceedings of the IEEE MIC*, San Diego, USA, 2001.

- [46] S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, F Dewinter, P De Bondt, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Physical evaluation of 511 keV imaging with a gamma camera and a PET camera. In *ESEM*, pages 251–252, Barcelona, Spain, 1999.
- [47] S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, M Monsieurs, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Physical evaluation of 511 keV imaging with a gamma camera. In *Proceedings of the IEEE MIC*, Seattle, USA, 1999.
- [48] S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Configuration of a mini-PACS in a Nuclear Medicine department. In *Eighth biennial congress of the South African Society of Nuclear Medicine*, page 46, Cape Town, South Africa, 1998.
- [49] S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Configuration of a mini-PACS in a Nuclear Medicine department. In *European symposium on clinical imaging and networking*, page 46, Mortsel, Belgium, 1998.
- [50] S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Influence of the angle of incidence on the sensitivity and resolution of dual- and triple head gamma camera coincidence imaging. In *Proceedings of the annual meeting of the BZVF*, Leuven, Belgium, 2000.
- [51] S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Influence of the angle of incidence on the sensitivity of dual- and triple head gamma camera coincidence imaging. In *EANM, in: European Journal of Nuclear Medicine Vol 27, no 8*, page 955, Paris, France, 2000.
- [52] S Vandenberghe, Y D'Asseler, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Correction for Detection Efficiency, Geometry and Deadtime in Gamma Camera Based PET List Mode Reconstruction. In *Proceedings of the EANM Meeting in European Journal of Nuclear Medicine 28: (8)*, page 969, Naples, Italy, 2001.
- [53] S Vandenberghe, Y D'Asseler, C G Matthews, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Evaluation of reconstruction algorithms for triple head coincidence imaging by hot sphere detectability. In *Proceedings of the SPIE Medical Imaging*, volume 4322, pages 836–844, San Diego, USA, 2001.

- [54] S Vandenberghe, Y D'Asseler, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Correction for the varying detection efficiency in gamma camera based coincidence detection. In *Proceedings of ESEM, in Technology and Health Care*, volume 9, pages 136–138, Belfast, Ireland, 2001.
- [55] S Vandenberghe, Y D'Asseler, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Detector Efficiency and Geometry Correction in PET Imaging with NaI Crystals. In *Proceedings of the ITBS*, Milos Island, Greece, 2001.
- [56] S Vandenberghe, Y D'Asseler, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Correction for external LOR effects in PET listmode reconstruction. In *Accepted for poster presentation at the IEEE ITBS conference in Washington, 2002*.
- [57] S Vandenberghe, Y D'Asseler, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Randoms correction based on singles for PET listmode reconstruction. In *Accepted for oral presentation at the conference of the WFNMBL in Chili, 2002*.
- [58] S Vandenberghe, J Kolthammer, Y D'Asseler, C Matthews, M Koole, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Influence of detector thickness on resolution in three-headed gamma camera. In *Proceedings of the IEEE MIC (CD-ROM)*, pages 16.17–16.21, Lyon, France, 2000.
- [59] S Vandenberghe, M Koole, Y D'Asseler, R Van de Walle, I Lemahieu, and R A Dierckx. Iterative 3D list mode reconstruction for coincidence imaging on dual- and triple head gamma cameras. In *EANM, in: European Journal of Nuclear Medicine Vol 27, no 8*, page 967, Paris, France, 2000.
- [60] S Vandenberghe, P Lahorte, Y D'Asseler, M Koole, K Audenaert, I Lemahieu, and R A Dierckx. Assessment of Lesion Detectability in Brain SPECT Imaging. In *Proceedings of the 45th annual meeting of the SNM, in Journal of Nuclear Medicine Technology*, page 130, Toronto, Canada, 1998.
- [61] S Vandenberghe, P Lahorte, Y D'Asseler, M Koole, K Audenaert, I Lemahieu, and R A Dierckx. Statistical Parametric analysis of activation foci detectability in brain SPECT imaging: image quality versus statistical power. In *Joint WFNMB&B and EANM Congress, in European Journal of Nuclear Medicine*, Berlin, Germany, 1998.

-
- [62] S Vandenberghe, P Lahorte, Y D'Asseler, M Koole, B Brans, K Audenaert, I Lemahieu, and R A Dierckx. Statistical Parametric analysis of SPECT neuroactivation studies. In *Proceedings of the annual meeting of the BVZF*, Brugge, Belgium, 1998.
- [63] S Vandenberghe, P Lahorte, K Van Laere, Y D'Asseler, M Koole, K Audenaert, R A Dierckx, and I Lemahieu. Analysis of activation foci detection in brain SPECT imaging. In *Hermes users meeting*, Finland, 1999.
- [64] S Vandenberghe, K Van Laere, W Verpoest, K Audenaert, I Lemahieu, and R A Dierckx. Artificial neural networks that use brain SPECT for the automatic identification of depressive patients. . In *Proceedings of the SNM Meeting in Journal of Nuclear Medicine 41: (5)*, page 835, Los Angeles, USA, 2000.

