



Hochschule für Angewandte Wissenschaften Hamburg
Hamburg University of Applied Sciences

Bachelorthesis

Fabian-Alexander Schlicht

Entwicklung einer
Mehrmaterialstrahlauvhärtungskorrektur für
medizinische
Flachdetektor-Computertomographie-Systeme

Fabian-Alexander Schlicht
Entwicklung einer
Mehrmaterialstrahlaufhärtungskorrektur für
medizinische
Flachdetektor-Computertomographie-Systeme

Bachelorthesis eingereicht im Rahmen der Bachelorprüfung
im Studiengang Informations- und Elektrotechnik
am Department Informations- und Elektrotechnik
der Fakultät Technik und Informatik
der Hochschule für Angewandte Wissenschaften Hamburg

Betreuender Prüfer : Prof. Dr. rer. nat. Annabella Rauscher-Scheibe
Zweitgutachter : Dr.-Ing. Holger Kunze

Abgegeben am 20.01.2015

Fabian-Alexander Schlicht

Thema der Bachelorthesis

Entwicklung einer Mehrmaterialstrahlauhhärtungskorrektur für medizinische Flachdetektor-Computertomographie-Systeme

Stichworte

Computertomographie, Strahlauhhärtung, Röntgenstrahlung

Kurzzusammenfassung

Durch die ständige Verbesserung in der Qualität von 3D Rekonstruktionen gewinnen die Strahlauhhärtungsartefakte an Bedeutung. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung einer Mehrmaterialstrahlauhhärtungskorrektur und deren Anwendung auf Flachdetektor-Computertomographie-System Datensätze, sowie der anschließenden Bewertung der Korrekturergebnisse.

Fabian-Alexander Schlicht

Title of the paper

Development of a multimaterial beamhardening correction for medical flat detector computerthomographie systems

Keywords

Computertomographie, Beamhardening, X-Ray

Abstract

Beamhardening artifacts get more important through constant improvements in the quality of 3D reconstructions. This thesis engages with the development of a multimaterial beamhardening correction and its implementation on medical flat detector datasets together with the evaluation of the correction results.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	9
1.1	Motivation	9
1.2	Aufbau der Arbeit	11
2	Aufgabenstellung	12
3	Physikalische Grundlagen	13
3.1	Erzeugung von Röntgenstrahlung	13
3.1.1	Grundprinzip der Erzeugung von Röntgenstrahlung	13
3.1.2	Bremsstrahlung	15
3.1.3	Charakteristische Strahlung	16
3.2	Schwächung von Röntgenstrahlen	17
3.2.1	Schwächungsgesetz	17
3.2.2	Schwächungsgesetz in der Anwendung	18
3.2.3	Strahlaufhärtung	19
4	Stand der Technik	22
4.1	Grundlagen der 2D-Rekonstruktion	22
4.1.1	Entstehung von Projektionen - Radontransformation	22
4.1.2	Fourier-Slice-Theorem	24
4.1.3	Gefilterte Rückprojektion	24
4.2	Grundlagen der 3D-Rekonstruktion	26
4.2.1	Radontransformation	26
4.2.2	Gefilterte Rückprojektion	27
4.2.3	Kegelstrahlgeometrie	28
4.2.4	Methode von Grangeat	30
4.2.5	Exakte Rekonstruktion - Defrise Clack	31
4.2.6	Approximative Rekonstruktion - Feldkamp Davis Kress	32
4.2.7	Vorwärtsprojektion	32
4.3	Korrekturverfahren	32
4.3.1	Wasserkorrektur	32
4.3.2	Mehrmaterialstrahlaufhärtungskorrektur	33

5	Korrekturverfahren	35
5.1	Lösungsansatz	36
5.1.1	Wasserkorrektur	36
5.1.2	Segmentierung	36
5.1.3	Mehrmaterialstrahlauhärtungskorrektur	38
6	Implementierung des Korrekturverfahrens	39
6.1	Wasserkorrektur	39
6.1.1	Drasim	39
6.1.2	Bestimmung des monoenergetischen Spektrums	39
6.1.3	Lookup Table	42
6.1.4	Interpolation	44
6.1.5	Anwendung der Korrekturwerte - Umrechnung	45
6.2	1. Rekonstruktion	46
6.3	Segmentierung	46
6.3.1	Segmentierungsfunktion	46
6.3.2	Anwendung der Segmentierungsfunktionen	51
6.4	Vorwärtsprojektion	51
6.5	Mehrmaterialstrahlauhärtungskorrektur	52
6.6	2. Rekonstruktion	53
7	Praktische Umsetzung	55
7.1	Umgebung	55
7.2	Mehrematerialstahlauhärtungskorrektur	55
7.3	Ablauf	56
7.4	Ergebnisse nach Schritten	58
8	Experimente	59
8.1	Simulationsdaten - Kopfphantom	59
8.1.1	Vergleich der Messungen	63
8.1.2	Betrachtung im beschränkten FOV	63
8.2	Patientendaten	65
9	Diskussion und Ausblick	69
9.1	Diskussion der Ergebnisse	69
9.2	Ausblick	69
	Tabellenverzeichnis	71
	Abbildungsverzeichnis	72
	Literaturverzeichnis	74

Abkürzungsverzeichnis

CT Computertomographie

DC Deprise Clack

FD-CT Flachdetektor-Computertomographie

FDK Feldkamp Davis Kress

FOV Field of View

LGS Lineares Gleichungssystem

LUT Lookup Table

MRT Magnetresonanztomographie

ROI Region of Interest

VRT Volume Rendering Technique

Formelverzeichnis

Zeichen	Einheit	Beschreibung
c	m/s	Lichtgeschwindigkeit
cf		Korrekturfaktor
d	m	Dicke
e	C	Elementarladung
η		Koordinate
E_{kin}	eV	Kinetische Energie
E_{Photo}	eV	Photonenenergie
E_{min}	eV	minimale Energie
E_{max}	eV	maximale Energie
f	1/s	Frequenz
γ		Winkel
h	Js	Planck'sches Wirkungsquantum
I		austretende Intensität
I_0		eingestrahlte Intensität
$I_{ges,0}$		gesamte eingestrahlte Intensität
I_{ges}		gesamte ausgehende Intensität
$\frac{dI_0(E)}{dE}$		eingestrahlte Intensität im Energieintervall dE
J		austretende Intensität
J_0		eingestrahlte Intensität
l	m	Länge
κ		Knochenanteil
λ	m	Wellenlänge
m	kg	Masse
μ	1/cm	Schwächungskoeffizient
μ_{Wasser}	1/cm	Schwächungskoeffizient von Wasser bei definierter Energie
$\mu_{Knochen}$	1/cm	Schwächungskoeffizient von Wasser bei definierter Energie
$\mu(r, E)$	1/cm	Schwächungskoeffizient als Funktion des Ortes und von der monoenergetischen Quantenenergie

Zeichen	Einheit	Beschreibung
n_ξ		Normalenvektor zu einer Projektionsfläche
p		Intensitätswert eines Pixels
p_{poly}		Intensitätswert eines Pixels bei polychromatischem Spektrum
p_{mono}		Intensitätswert eines Pixels bei monochromatischem Spektrum
p_γ		Projektion unter dem Winkel γ
$p_{\gamma,\vartheta}$		Projektion unter dem Winkel γ und ϑ
r		Ort (dimensionslos)
s	cm	Abstand Strahler-Detektor
σ		Koordinate
ϑ		Winkel
U_A	V	Anodenspannung
v	m/s	Geschwindigkeit
ξ		Koordinate
z	cm	Knochendicke

1 Einführung

1.1 Motivation

In der modernen Medizin ist die Computertomographie als diagnostisches Verfahren nicht mehr wegzudenken. Seit Allan MacLeod Cormack (1924-1998) und Sir Geoffrey Hounsfield (1919-2004) in den sechziger und siebziger Jahren mit ihren Arbeiten den Grundstein für die moderne Computertomographie (CT) legten, wofür sie 1979 den Medizin-Nobelpreis erhielten, hat sich das diagnostische Verfahren ständig weiterentwickelt. Und trotzdem es durch andere diagnostische Verfahren, wie beispielsweise der Magnetresonanztomographie (MRT), Konkurrenz bekommen hat, ist es dennoch bis heute, gerade in der Notfallmedizin, zum Beispiel in der Schlaganfalldiagnostik, unabdingbar geblieben, da CTs verfügbarer, kostengünstiger und vor allem schneller in der Aufnahme von zur Diagnose verwendbaren Bildern sind.

Neben der Diagnose von bestimmten Arten von Schlaganfällen werden C-Bogen-Systeme für die Therapie verwendet. Dies sind Röntgengeräte, bei denen die Röntgenröhre und der Röntgendetektor auf einem C-Bogen montiert sind, sodass sie sich um den Patienten rotieren lassen und auf einfache Art und Weise Projektionen aus unterschiedlichen Richtungen aufnehmen können. (vgl. Abbildung 1.1) Wird dies automatisiert durchgeführt, lassen sich auf diese Weise genauso wie bei CT-Geräten (vgl. Abbildung 1.2) Computertomographien erstellen. So können diese Geräte, die für eine 2D-Bildgebung konzipiert und optimiert sind, für eine 3D-Bildgebung verwendet werden, um beispielsweise den Erfolg einer Therapie zu verifizieren oder einen veränderten Patientenzustand zu erfassen, ohne den Patienten dabei umlagern zu müssen.

Eine an das operative Umfeld angepasste Benutzeroberfläche und von CT oder MRT bekannte Funktionen, wie die Ermittlung von Perfusionsparametern, helfen diesem Ziel nahe zu kommen.

Durch Einsatz der Volume Rendering Technique (VRT) können die aufgenommenen Organe bzw. anatomische Strukturen dreidimensional dargestellt werden. Die erzeugten Darstellungen lassen sich auch auf den Röntgen-Projektionen überlagern und helfen so, nicht sichtbare Strukturen, wie nicht kontrastierte Gefäße, darzustellen.



Abbildung 1.1: Ein FD-CT-System am Beispiel des Artis Zee floor der Siemens AG [1]



Abbildung 1.2: Ein CT am Beispiel des SOMATOM Definition AS der Siemens AG [2]

Die Qualität der 3D-Rekonstruktionen hängt von vielen Faktoren ab. So beeinflusst beispielsweise das Aufnahmesystem das Rekonstruktionsergebnis maßgebend. Die Pixelgröße des Detektors bestimmt beispielsweise die minimale Größe aufnehmbarer Strukturen, die Bittiefe entweder den Signalunterschied oder aber das maximale Signal. So konnten durch die Erhöhung der Bittiefe des Detektors von 14 auf 16 Bit Artefakte durch Übersteuerung des Detektors verringert werden. Weiterhin ist aber auch die Auswahl des Rekonstruktionsalgorithmus und die Korrektur von physikalischen Effekten Ausschlag gebend. Während die Entwicklung von einfachen Korrekturverfahren für physikalische Effekte die Niedrigkontrast-Flachdetektor-Computertomographie (FD-CT) ermöglichte, konnte in den vergangenen Jahren gezeigt werden, dass die derzeit vorherrschenden Artefakte durch den verwendeten Rekonstruktionsalgorithmus verursacht wurden.

Nach Auswahl neuer Verfahren [3] scheint es sich nun jedoch wieder zu lohnen, die Korrekturen für die physikalischen Effekte zu verbessern. Einer dieser Effekte ist die Strahlauhfärtung, die in dieser Arbeit untersucht werden soll.

1.2 Aufbau der Arbeit

- In **Kapitel 2** wird die Aufgabenstellung genauer betrachtet und definiert.
- **Kapitel 3** beleuchtet die physikalischen Hintergründe der Röntgenstrahlung, das Prinzip eines Röntgengeräts und die Entstehung von Beam Hardening Artifacts.
- **Kapitel 4** beschreibt den Stand der Technik bei Flachdetektor-Computertomographie-Systemen, wobei das Augenmerk auf dem aktuellen Stand der 3D-Rekonstruktionen und deren Theorie in der Anwendung liegt.
- **Kapitel 5** zeigt ein Korrekturverfahren, mit welchem die Beam Hardening Artifacts reduziert werden können.
- **Kapitel 6** beschäftigt sich mit der Implementierung des vorgestellten Korrekturverfahrens.
- **Kapitel 7** beschreibt die Umsetzung des Korrekturverfahrens in C++.
- In **Kapitel 8** belegt experimentell die Funktionalität der Implementierung.
- In **Kapitel 9** werden die Ergebnisse zusammengetragen und diskutiert. Im Anschluss folgt eine Betrachtung über die Anwendbarkeit in kommenden Produktgenerationen.

2 Aufgabenstellung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Reduzierung von Strahlauhfärtungsartefakten in der Anwendung auf mehrere Materialien, welche in Abbildung 2.1 beispielhaft rot umkreist dargestellt sind.

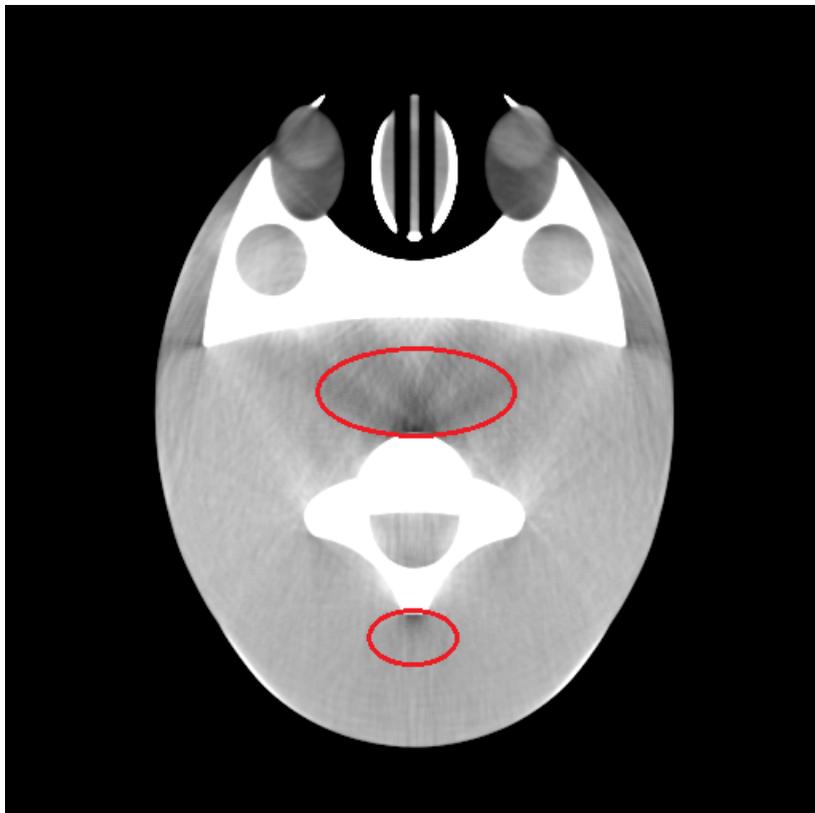


Abbildung 2.1: In der Mitte deutlich erkennbare Strahlauhfärtungsartefakte

Hierzu soll zunächst ein Korrekturverfahren entworfen werden, welches anschließend in der Programmiersprache C++ implementiert wird. Abschließend sollen diverse Tests mit der Implementierung durchgeführt werden. Hierzu zählen sowohl Tests mit simulierten Daten, als auch Tests mit klinischen Patientendaten.

3 Physikalische Grundlagen

3.1 Erzeugung von Röntgenstrahlung

3.1.1 Grundprinzip der Erzeugung von Röntgenstrahlung

Im Jahr 1895 entdeckte Wilhelm Conrad Röntgen (1845-1923) die Röntgenstrahlung. Seitdem hat sich der prinzipielle Aufbau der Röntgenröhre nicht wesentlich geändert.

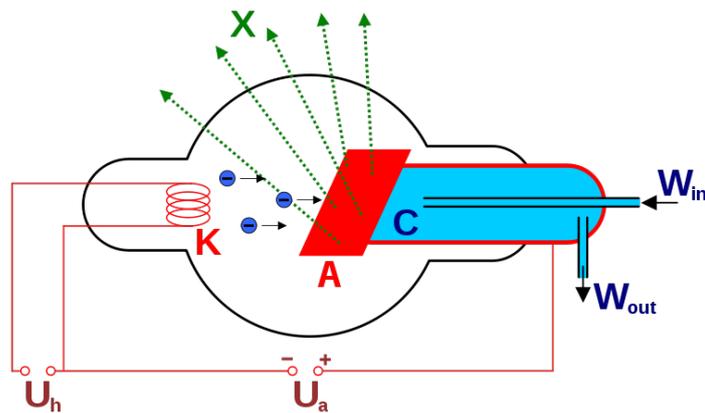


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau einer Röntgenröhre [4]

In Abbildung 3.1 lässt sich erkennen, dass in einer Vakuumröhre durch den glühelektrischen Effekt Elektronen aus der Kathode K austreten. Durch die anliegende Anodenspannung U_A werden die Elektronen auf die Anode A beschleunigt. In der Anode wird ein sehr geringer Teil der kinetischen Energie (E_{kin}) der Elektronen in elektromagnetische Strahlung (E_{Photo}) umgewandelt. Die restliche Energie wird in Form von Wärme abgegeben. Es wird ersichtlich, dass Röntgenstrahlung elektromagnetischer Natur ist. Der Wellenlängenbereich der Röntgenstrahlung reicht von $10^{-8} m$ bis $10^{-13} m$. Die größtmögliche Photonenenergie und die kleinstmögliche Wellenlänge der Strahlung lässt sich durch folgenden Zusammenhang berechnen:

Die Energie eines Photons lässt sich beschreiben durch

$$E_{Photo} = h \cdot f. \tag{3.1}$$

Die Energie eines Elektrons nach der Beschleunigung beschreibt sich durch

$$E_{kin} = e \cdot U_A. \quad (3.2)$$

Für die Wellenlänge ergibt sich

$$c = \lambda \cdot f. \quad (3.3)$$

Da der Energieerhaltungssatz gilt, lässt sich schreiben

$$E_{Photo} = E_{kin} \quad (3.4)$$

bzw.

$$h \cdot f = e \cdot U_A. \quad (3.5)$$

So ergibt sich die maximale Frequenz eines Photons:

$$f_{max} = \frac{e \cdot U_A}{h} \quad (3.6)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (3.3) in Gleichung (3.6) ergibt sich

$$\lambda_{min} = \frac{c \cdot h}{e \cdot U_A}. \quad (3.7)$$

Man erhält die kleinstmögliche Wellenlänge. (vgl. [5])

In Gleichung (3.7) zeigt sich der Zusammenhang zwischen der anliegenden Anodenspannung und der minimal auftretenden Wellenlänge. Betrachtet man einige typische Werte für U_A im Zusammenhang mit der minimal auftretenden Wellenlänge λ_{min} , ergibt sich die folgende Tabelle:

U_A [kV]	λ_{min} [nm]
1	1,242
10	0,124
100	0,012

Tabelle 3.1: Typische Werte für U_A und deren zugehörige Werte für λ_{min} [5, S.2/Tab.1.1]

Zur Entstehung von Röntgenstrahlung tragen im Wesentlichen zwei Effekte bei:

- Bremsstrahlung
- Charakteristische Strahlung

Beide Effekte sollen im Folgenden näher betrachtet werden.

3.1.2 Bremsstrahlung

Abbildung 3.2 zeigt beispielhaft einen einzelnen Wechselwirkungsprozess eines Elektrons mit einem Atom des Anodenmaterials. Beim Auftreffen auf des Atom wird das Elektron abgebremst und es wird Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung frei.

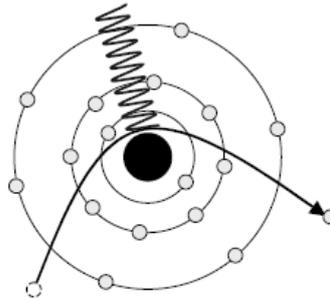


Abbildung 3.2: Entstehung von Bremsstrahlung an einem Atom [6, S.13/Abb. 2.2]

Bei diesem Prozess wird das Elektron meist auch abgelenkt und es kommt in der Folge zu weiteren Abbremsprozessen an weiteren Atomen. So ergibt sich, abhängig von der angelegten Anodenspannung, das Spektrum in Abbildung 3.3.

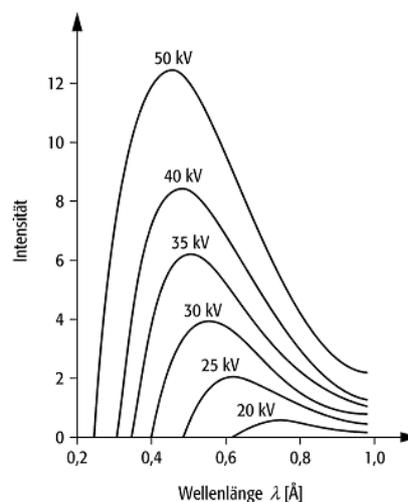


Abbildung 3.3: Röntgenbremspektrum in Abhängigkeit von der Anodenspannung [7]

Hierbei ist die Intensität einheitenlos und nicht normiert. Die Einheit der Wellenlänge λ ist an dieser Stelle $[\text{Å}]$, wobei $\text{Å} = 0,1 \text{ nm}$. Es lässt sich erkennen, dass je größer die Anodenspannung, desto kleiner die kleinste Wellenlänge ist. Diesen Zusammenhang erklärt Gleichung (3.7). (vgl. [5][6])

3.1.3 Charakteristische Strahlung

Charakteristische Strahlung entsteht, wenn ein auf das Anodenmaterial treffendes Elektron ein Elektron aus einer der inneren Schalen des Atoms des Anodenmaterials herausschlägt. Beispielhaft ist dies in Abbildung 3.4 zu sehen.

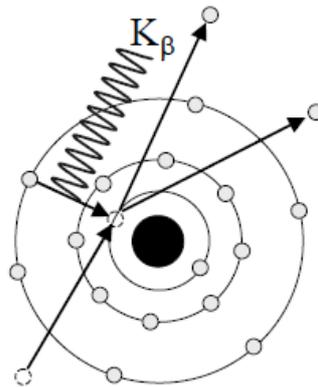


Abbildung 3.4: Entstehung von charakteristischer Strahlung an einem Atom [6, S.13/Abb. 2.2]

Dabei wird in der Folge die entstandene Lücke durch ein Elektron aus einer der äußeren Schalen aufgefüllt. Der Grund hierfür ist das energetisch günstigere Niveau der inneren Schalen. Wird die Lücke durch ein Elektron aus einer der äußeren Schalen aufgefüllt, wird Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung frei. Die freiwerdende Energie hängt vom Abstand der Energieniveaus im Atom ab. Aus diesem Grund wird diese Strahlung als charakteristisch bezeichnet.

Betrachtet man die beiden beschriebenen Effekte überlagert, so erhält man das vollständige Röntgenspektrum, zu sehen in Abbildung 3.5.

Das Röntgenspektrum wird in der Regel nur für eine bestimmte Anodenspannung angegeben. Hier beträgt $U_A = 30\text{ kV}$. Die Peaks stellen die charakteristische Strahlung dar und werden mit K_α und K_β bezeichnet. Die Bezeichnungen beschreiben, in welcher Schale die Elektronenlücke entstanden ist, und aus welcher Schale das Elektron kommt, welches die Lücke schließt. Dabei entsprechen die Indizes α, β, \dots einer fortlaufenden Nummerierung. So beschreibt K_α , dass die Lücke in die K-Schale geschlagen wurde und mit einem Elektron aus der L-Schale aufgefüllt wurde. Da die L-Schale die nächst höhere Schale zur K-Schale ist, wird der Index mit α bezeichnet. Analog hierzu begründet sich K_β . Die Lücke wurde in die K-Schale geschlagen und mit einem Elektron der M-Schale aufgefüllt. (vgl. [6])

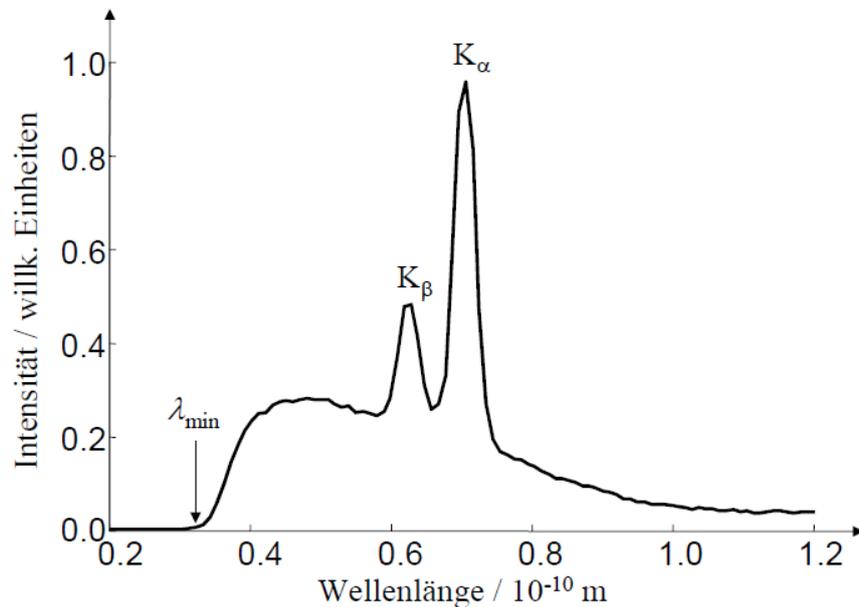


Abbildung 3.5: Röntgenspektrum am Beispiel einer Molybdänanode [6, S.13/Abb. 2.2]

3.2 Schwächung von Röntgenstrahlen

3.2.1 Schwächungsgesetz

Betrachtet man einen Röntgenstrahl, der durch ein Material der Dicke d hindurchtritt, so gilt für die Intensität

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot d}. \quad (3.8)$$

Diese Gleichung ist auch als Lambert-Beer'sches Gesetz bekannt. Dabei gilt für den Schwächungskoeffizienten

$$\mu = \mu_T + \mu_{\sigma R} + \mu_{\sigma C} + \mu_{\chi} + \mu_K \quad (3.9)$$

Es zeigt sich, dass sich der Schwächungskoeffizient als Summe der verschiedenen Wechselwirkungen von Strahlung in Materie schreiben lässt. Der Schwächungskoeffizient ist dabei die Summe aus den Schwächungskoeffizienten für Photoabsorption μ_T , Rayleigh-Streuung $\mu_{\sigma R}$, Compton Streuung $\mu_{\sigma C}$, Paarbildung μ_{χ} und Kernreaktion μ_K . Zudem hängt der Schwächungskoeffizient von der Photonenenergie ab, da bei unterschiedlicher Energie die verschiedenen Effekte unterschiedlich ins Gewicht fallen. So ergibt sich für Wasser und Kno-

chen der Schwächungskoeffizient in Abhängigkeit von der Quantenenergie (vgl. Abbildung 3.6), welche nach Gleichung (3.4) und (3.5) proportional zur Anodenspannung ist. (vgl. [5])

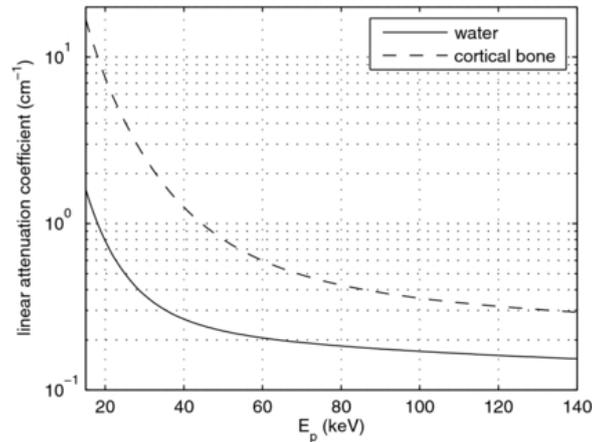


Abbildung 3.6: Der Schwächungskoeffizient von Wasser und Knochen [8]

3.2.2 Schwächungsgesetz in der Anwendung

Wie in Gleichung (3.8) beschrieben, lässt sich die Ausgangsintensität bestimmen, wenn die eingestrahlte Intensität, der Schwächungskoeffizient und die Dicke des Materials bekannt sind. Der menschliche Körper besteht jedoch aus verschiedenen Materialien (wie Wasser, Gewebe, Knochen), welche alle einen unterschiedlichen Schwächungskoeffizient μ aufweisen.

Betrachtet man nun wieder einen einzelnen Röntgenstrahl, der durch ein Objekt hindurchtritt, welches an unterschiedlichen Stellen verschiedene Schwächungskoeffizienten aufweist, erhält man Abbildung 3.7.

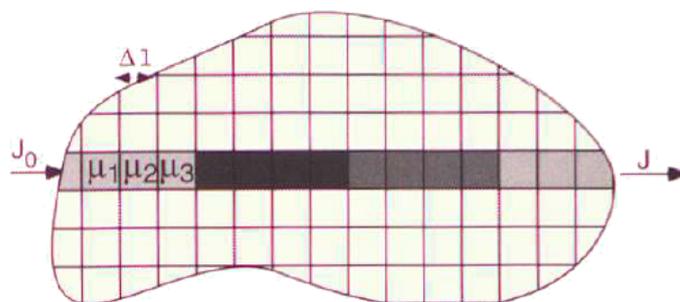


Abbildung 3.7: Durchgang eines Röntgenstrahls durch ein Objekt [5, S.111/Abb. 4.7]

Die austretende Intensität errechnet sich anhand der Schwächungskoeffizienten im Verlauf des Röntgenstrahls. Dabei weist das Objekt die Gesamtlänge ℓ auf. (vgl. [5])

$$I \approx I_0 \cdot e^{-\mu_1 \cdot \Delta\ell} \cdot e^{-\mu_2 \cdot \Delta\ell} \cdot \dots \cdot e^{-\mu_N \cdot \Delta\ell} \quad (3.10)$$

$$I \approx I_0 \cdot e^{-\sum_{i=1}^N \mu_i \cdot \Delta\ell} \quad (3.11)$$

Mit $\ell = N \cdot \Delta\ell$, $\Delta\ell \rightarrow 0$ und $N \rightarrow \infty$ ergibt sich das Linienintegral

$$I = I_0 \cdot e^{-\int \mu(\ell) d\ell} \quad (3.12)$$

bzw.

$$\ln\left(\frac{I_0}{I}\right) = \int \mu(\ell) d\ell. \quad (3.13)$$

Die Gleichungen (3.12) und (3.13) gelten zunächst nur im eindimensionalen Raum und zwar entlang des eingestrahnten Röntgenstrahls. Da sich die Schwächungskoeffizienten, wie Abbildung 3.7 andeutet, räumlich verteilen, lässt sich Gleichung (3.12) auch in die zweite und dritte Dimension übertragen. In beiden Fällen erhält man eine neue Abhängigkeit für μ .

Im 2D-Raum:

$$I = I_0 \cdot e^{-\int \mu(x,y) d\ell} \quad (3.14)$$

Im 3D-Raum:

$$I = I_0 \cdot e^{-\int \mu(x,y,z) d\ell} \quad (3.15)$$

Um die weitere Betrachtung zu vereinfachen, kann

$$\mu(x, y, z) = \mu(r) \quad (3.16)$$

definiert werden. So gilt allgemein

$$I = I_0 \cdot e^{-\int \mu(r) dl}. \quad (3.17)$$

3.2.3 Strahlauhhärtung

Wie in Abbildung 3.6 zu erkennen ist, ist der Schwächungskoeffizient von der Quantenenergie abhängig. Aber auch die Erzeugung von Röntgenstrahlung und ihre Detektion weisen eine Abhängigkeit von der Photonenenergie auf.

Da in Gleichung (3.17) für $\mu(r)$ nur mit monoenergetischer Strahlung gerechnet wird, muss die Formel, damit sie für das gesamte Röntgenspektrum gilt, umgeformt werden. Die einge-

strahlte Intensität muss nun dem gesamten Röntgenspektrum entsprechen.

$$I_{ges,0} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dI_0(E)}{dE} dE \quad (3.18)$$

Eingesetzt in die detektierte Intensität erhält man

$$I_{ges} = \int \frac{dI_0(E)}{dE} \cdot e^{-\int \mu(r,E) dr} dE. \quad (3.19)$$

Abbildung 3.8 verdeutlicht dies noch einmal.

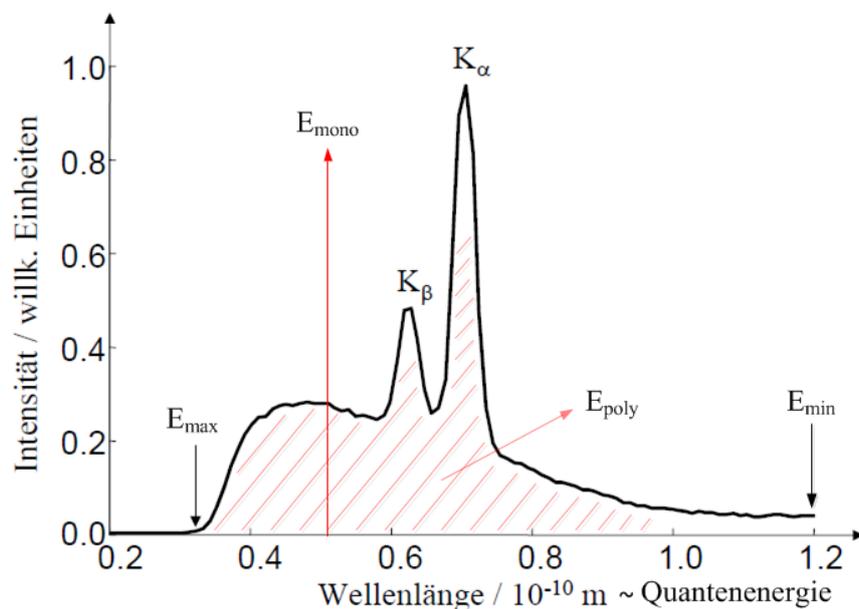


Abbildung 3.8: Röntgenspektrum am Beispiel einer Molybdänanode mit Energien [6, S.13/Abb. 2.2]

Während des Weges durch ein Objekt wird der niederenergetische Teil des Röntgenspektrums stärker absorbiert als der hochenergetische Teil. Die Erklärung hierzu liefert Abbildung 3.6. Der für die Röntgendiagnostik relevante Bereich liegt zwischen 60 keV und 140 keV. In diesem Bereich lässt sich erkennen, dass μ mit zunehmender Energie abnimmt. Da μ mit negativem Vorzeichen im Exponenten steht, folgt daraus, dass mit abnehmendem μ die Absorption kleiner wird, bzw. je größer die Energie, desto größer μ , desto größer die Absorption. Vereinfacht anhand von zwei monoenergetischen Zuständen zeigt Abbildung 3.9 das Prinzip der Strahlauhhärtung.

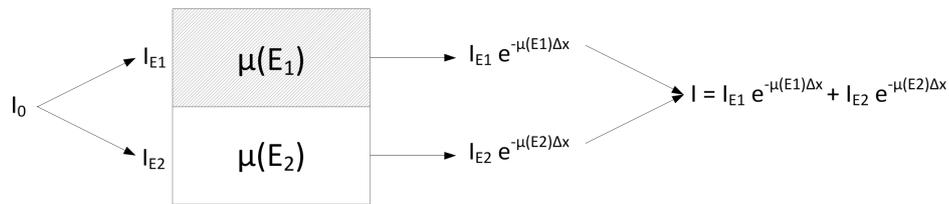


Abbildung 3.9: Strahlauhfärtung am Beispiel von zwei Energien [5, S.130/Abb. 4.33]

Zwei monoenergetische Strahlen mit unterschiedlichen Energien treffen auf denselben Punkt in einem Objekt. Deshalb lässt sich $\mu(r, E)$ vereinfacht als $\mu(E)$ schreiben. μ ist also nur noch von der Energie abhängig. Da es sich um den selben Punkt im Objekt handelt, müssen die Energien zur Berechnung der ausgehenden Intensität addiert werden.

Löst man diese Betrachtung von nur zwei monoenergetischen Strahlen und betrachtet das gesamte Röntgenspektrum, so erhält man

$$I = I_{E_{max}} \cdot e^{-\mu(E_{max})\Delta\ell} + \dots + I_{E_{min}} \cdot e^{-\mu(E_{min})\Delta\ell} \quad (3.20)$$

oder

$$I = \sum_{i=E_{kin}}^{E_{max}} I_{E_i} \cdot e^{-\mu(E_i)\Delta r}. \quad (3.21)$$

Das heißt im Allgemeinen gilt nicht

$$\ln\left(\frac{I_0}{I}\right) = \bar{\mu} \quad (3.22)$$

d.h. die austretende Intensität ist nicht gleich dem Mittelwert $\bar{\mu}$. Daraus ergeben sich bei der Rekonstruktion Artefakte. Mit der Reduktion eben jener Artefakte wird sich diese Abschlussarbeit in den folgenden Kapiteln befassen. (vgl. [5])

4 Stand der Technik

Das Ziel der Computertomographie ist die Berechnung von ortsabhängigen Schwächungskoeffizienten aus Röntgenprojektionen.

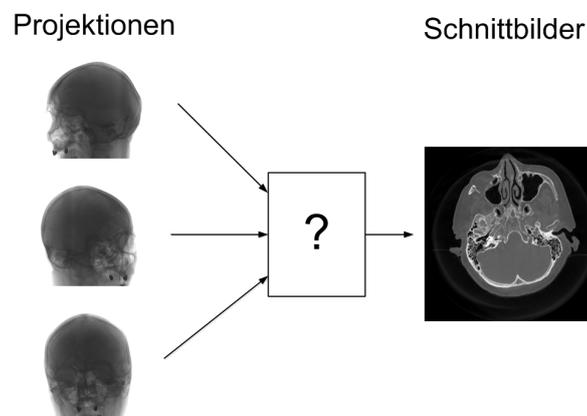


Abbildung 4.1: Grundproblematik der Tomographie

Die Grundlage hierfür schuf Johann Radon bereits im Jahr 1917.

4.1 Grundlagen der 2D-Rekonstruktion

4.1.1 Entstehung von Projektionen - Radontransformation

In der nach J. Radon benannten Radon-Transformation wird beschrieben, dass es einen Zusammenhang zwischen einer n -dimensionalen Funktion und deren Projektion auf $n-1$ -dimensionalen Hyperebenen gibt. Bei der 2D-Computertomographie ist die Funktion das zu rekonstruierende Objekt und die Projektion kann aus den Projektionen berechnet werden. Ordnet man einem Objekt das kartesische Koordinatensystem $x-y$ zu, und dem Röntgensystem (Strahler und Detektor) das kartesische Koordinatensystem $\xi-\eta$. Die Röntgenquelle erzeugt Nadelstrahlen. Bewegt sich die Röntgenquelle unter einem konstanten Winkel γ

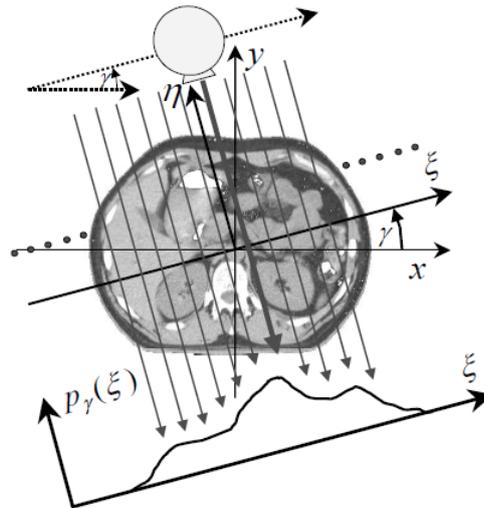


Abbildung 4.2: Darstellung der Projektion als Radontransformierte [6, S.111/Abb. 5.4]

zu dem Objektkoordinatensystem parallel zur ξ -Achse, erhält man eine einzelne Projektion $p_\gamma(\xi)$. Dargestellt ist dieses Prinzip in Abbildung 4.2.

Man erkennt, dass die beiden Koordinatensysteme um den Winkel γ verdreht sind. Auch der Schwächungskoeffizient μ findet sich wieder. Hier gilt $\mu(\xi, \eta)$. μ ist also vom Röntgensystem Koordinatensystem abhängig. Für die entstehende Projektion lässt sich so das Projektionsintegral in Abhängigkeit zu dem Winkel γ aufstellen. Dabei wird der Abstand zwischen Strahler und Detektor s als konstant betrachtet.

$$p_\gamma(\xi) = \int_0^s \mu(\xi, \eta) d\eta \quad (4.1)$$

Nimmt man an, dass außerhalb des Objektes keine Schwächung stattfindet, kann das Integral ins Unendliche ausgedehnt werden. Es lässt sich also schreiben

$$p_\gamma(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(\xi, \eta) d\eta. \quad (4.2)$$

Um aus der aufgenommenen Projektion ein Schnittbild erstellen zu können, reicht der Informationsgehalt einer einzelnen Projektion nicht aus. Um ein Schnittbild rekonstruieren zu können, ist es nötig, mehrere Projektionen unter verschiedenen Winkeln aufzunehmen. Hierzu wird der Winkel γ im Bereich zwischen $0^\circ \leq \gamma < 180^\circ$ verändert und es werden kontinuierlich Projektionen aufgenommen. Um dann aus den aufgenommenen Projektionen Schnittbilder zu gewinnen, bedient man sich der gefilterten Rückprojektion. (vgl. [6])

4.1.2 Fourier-Slice-Theorem

Für die nähere Betrachtung der Rückprojektion muss zunächst das Fourier-Slice-Theorem eingeführt werden. Es ist bekannt, wie man von einer Funktion $f(x, y)$ auf die Projektion $p_\gamma(\xi)$ kommt. Die gefilterte Rückprojektion basiert auf dem Fourier-Slice-Theorem. Dies besagt:

Sei eine Funktion $f(x, y)$ gegeben und $F(u, v)$ deren 2D-Fouriertransformierte

$$f(x, y) \circ \longrightarrow \bullet F(u, v). \quad (4.3)$$

Sei weiter $p_\gamma(\xi)$ eine Projektion von $f(x, y)$ und $P_\gamma(q)$ deren 1D-Fouriertransformierte

$$p_\gamma(\xi) \circ \longrightarrow \bullet P_\gamma(q). \quad (4.4)$$

Dann beschreibt $P_\gamma(q)$ die Werte von $F(u, v)$ auf einem Radialstrahl zum Winkel γ .

[5, S.110]

4.1.3 Gefilterte Rückprojektion

Die gefilterte Rückprojektion bedient sich des Fourier-Slice-Theorems. Es sei die Funktion $f(x, y)$ gesucht. Diese Funktion lässt sich auch als inverse Fouriertransformation von $F(u, v)$ schreiben.

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(u, v) \cdot e^{j \cdot 2\pi(u x + v y)} du dv \quad (4.5)$$

Durch Einführung von Polarkoordinaten

$$u = q \cdot \cos \gamma \quad (4.6)$$

$$v = q \cdot \sin \gamma \quad (4.7)$$

und Umwandlung des Flächenelements

$$du dv = J \cdot dq \cdot d\gamma \quad (4.8)$$

mit der Jacobi-Funktional-Determinante

$$J \equiv \frac{\partial(u, v)}{\partial(q, \gamma)} = \begin{vmatrix} \frac{\partial u}{\partial q} & \frac{\partial v}{\partial q} \\ \frac{\partial u}{\partial \gamma} & \frac{\partial v}{\partial \gamma} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma \\ -q \sin \gamma & q \cos \gamma \end{vmatrix} = q (\cos^2 \gamma + \sin^2 \gamma) = q \quad (4.9)$$

ergibt sich

$$f(x, y) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} F(q, \gamma) \cdot e^{j \cdot 2\pi \cdot q(x \cos \gamma + y \sin \gamma)} q dq d\gamma. \quad (4.10)$$

Unter Ausnutzung der Symmetrieeigenschaften der Fouriertransformierten einer reellen Funktion erhält man

$$f(x, y) = \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(q, \gamma) \cdot e^{j \cdot 2\pi \cdot q(x \cos \gamma + y \sin \gamma)} |q| dq d\gamma. \quad (4.11)$$

Nun kann folgende Abkürzung eingeführt werden

$$\xi = x \cos \gamma + y \sin \gamma. \quad (4.12)$$

Nach dem Fourier-Slice-Theorem gilt

$$F(q, \gamma) = P_{\gamma}(q) \quad (4.13)$$

und

$$p_{\gamma}(\xi) \circ \bullet P_{\gamma}(q). \quad (4.14)$$

So erhält man

$$f(x, y) = \int_0^{\pi} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} P_{\gamma}(q) \cdot |q| \cdot e^{j \cdot 2\pi \cdot q \xi} dq \right] d\gamma. \quad (4.15)$$

In der Folge wird

$$\tilde{p}_{\gamma}(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_{\gamma}(q) \cdot |q| \cdot e^{j \cdot 2\pi \cdot q \xi} dq \quad (4.16)$$

definiert. Dabei entspricht $|q|$ dem Filter der Projektion. So erhält man

$$f(x, y) = \int_0^{\pi} \tilde{p}_{\gamma}(\xi) d\gamma. \quad (4.17)$$

Mit Gleichung (4.12) folgt

$$f(x, y) = \int_0^{\pi} \tilde{p}_{\gamma}(x \cos \gamma + y \sin \gamma) d\gamma \quad (4.18)$$

'Die Gleichung besagt: Wenn wir von einem vorgegebenen Punkt (x, y) den Wert der gesuchten Funktion $f(x, y)$ bekommen wollen, so müssen wir von allen gefilterten Projektionen $\tilde{p}_{\gamma}(\xi)$ den Wert an der Stelle $(x \cos \gamma + y \sin \gamma)$ nehmen und alle diese Werte aufsummieren.' [5, S.124]

4.2 Grundlagen der 3D-Rekonstruktion

4.2.1 Radontransformation

Das Koordinatensystem x - y aus Abbildung 4.2 kann um eine Dimension erweitert werden, um einen dreidimensionalen Raum zu erhalten. Wie in Gleichung (3.15) bereits angedeutet, gilt $\mu(x, y, z)$ bzw. $f(x, y, z)$. Auch das Projektionsintegral aus Gleichung (4.1) erweitert sich um eine Dimension. Aus dem Linienintegral wird also ein Flächenintegral

$$p_{\gamma, \vartheta}(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(\eta, \sigma, \xi) d\sigma d\eta \quad (4.19)$$

Dabei liefert

$$\mathbf{n}_{\xi} = \begin{pmatrix} \cos(\gamma) \sin(\vartheta) \\ \sin(\gamma) \sin(\vartheta) \\ \cos(\vartheta) \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

den Normalenvektor zur Projektionsfläche.

Den Zusammenhang stellt die Abbildung 4.3 noch einmal dar. Ein Punkt auf der Fläche wird

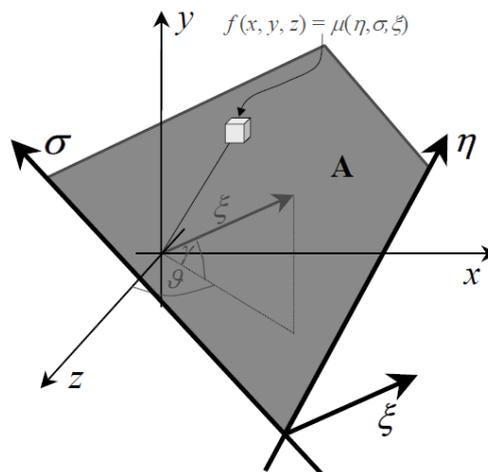


Abbildung 4.3: Die Integrationsfläche A im 3D-Koordinatensystem [6, S.269/Abb. 7.18]

wie angedeutet durch die Systemkoordinaten η , σ und ξ beschrieben. Auch im dreidimensionalen Fall lassen sich die Projektionen mit Hilfe der gefilterten Rückprojektion rekonstruieren. Hierzu lässt sich die zweidimensionale Betrachtung einfach um eine Dimension erweitern, wie dies schon beim Projektionsintegral der Fall war. (vgl. [6])

4.2.2 Gefilterte Rückprojektion

Es sei also die Funktion $f(x, y, z)$ gesucht und es lasse sich die Funktion als inverse Fouriertransformation von $F(u, v, w)$ schreiben.

$$f(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(u, v, w) \cdot e^{j \cdot 2\pi(ux+vy+wz)} du dv dw \quad (4.21)$$

Nach Einführung von Kugelkoordinaten

$$u = q \cdot \cos \gamma \cdot \sin \vartheta \quad (4.22)$$

$$v = q \cdot \sin \gamma \cdot \sin \vartheta \quad (4.23)$$

$$w = q \cos \vartheta \quad (4.24)$$

und Umwandlung des Volumenelements

$$dudvdw = J \cdot dq \cdot d\gamma \cdot d\vartheta \quad (4.25)$$

mit der Jacobi-Funktional-Determinante

$$J \equiv \frac{\partial(u, v, w)}{\partial(q, \gamma, \vartheta)} = \begin{vmatrix} \frac{\partial u}{\partial q} & \frac{\partial v}{\partial q} & \frac{\partial w}{\partial q} \\ \frac{\partial u}{\partial \gamma} & \frac{\partial v}{\partial \gamma} & \frac{\partial w}{\partial \gamma} \\ \frac{\partial u}{\partial \vartheta} & \frac{\partial v}{\partial \vartheta} & \frac{\partial w}{\partial \vartheta} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cos \gamma \sin \vartheta & \sin \gamma \cos \vartheta & \cos \vartheta \\ -q \sin \gamma \sin \vartheta & q \cos \gamma \sin \vartheta & 0 \\ q \cos \gamma \cos \vartheta & q \sin \gamma \cos \vartheta & -q \sin \vartheta \end{vmatrix} = q^2 \sin \vartheta \quad (4.26)$$

ergibt sich

$$f(x, y, z) = \int_{\vartheta=0}^{\pi} \int_{\gamma=0}^{2\pi} \int_{q=0}^{+\infty} F(q \cos \gamma \sin \vartheta, q \sin \gamma \sin \vartheta, q \cos \vartheta) \cdot \dots \quad (4.27)$$

$$\dots \cdot e^{2\pi i q(x \cos \gamma \sin \vartheta + y \sin \gamma \sin \vartheta + z \cos \vartheta)} q^2 \sin \vartheta dq d\gamma d\vartheta.$$

Nach Anwendung des Fourier-Slice-Theorems im dreidimensionalen Raum, erhält man als Lösung für einen Punkt $f(x, y, z)$ in Abhängigkeit von seinen Projektionen

$$f(x, y, z) = \int_{\gamma=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\pi} \left\{ \int_{q=0}^{+\infty} q^2 P_{\gamma, \vartheta}(q) e^{2\pi i q \xi} dq \right\} \sin(\vartheta) d\vartheta d\gamma \quad (4.28)$$

4.2.3 Kegelstrahlgeometrie

Bisher wurden in allen Betrachtungen die Projektionen mit Hilfe von Parallelstrahlgeometrie aufgenommen. In kommerziell erhältlichen Geräten werden die Projektionen jedoch in Kegelstrahlgeometrie aufgenommen. Wie Gleichung (4.19) beschreibt, lässt sich die Projektion mit Hilfe von zwei Linienintegralen beschreiben, nämlich mit einem Integral entlang der Röntgenstrahlen η und einem Integral entlang des Detektors σ . Die Integration entlang der Röntgenstrahlen kann auch als sogenannte Röntgentransformation beschrieben werden

$$\mathbf{X}^p\{\mu_{\gamma,\vartheta}(\sigma, \xi)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(\eta, \sigma, \xi) d\eta. \quad (4.29)$$

Dabei beschreibt die Kennzeichnung \mathbf{X}^p die Parallelstrahlgeometrie. So ergibt sich für das Projektionsintegral

$$p_{\gamma,\vartheta}(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(\eta, \sigma, \xi) d\sigma d\eta = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{X}^p\{\mu_{\gamma,\vartheta}(\sigma, \xi)\} d\sigma \quad (4.30)$$

Dies lässt sich anhand von Abbildung 4.4a noch einmal nachvollziehen.

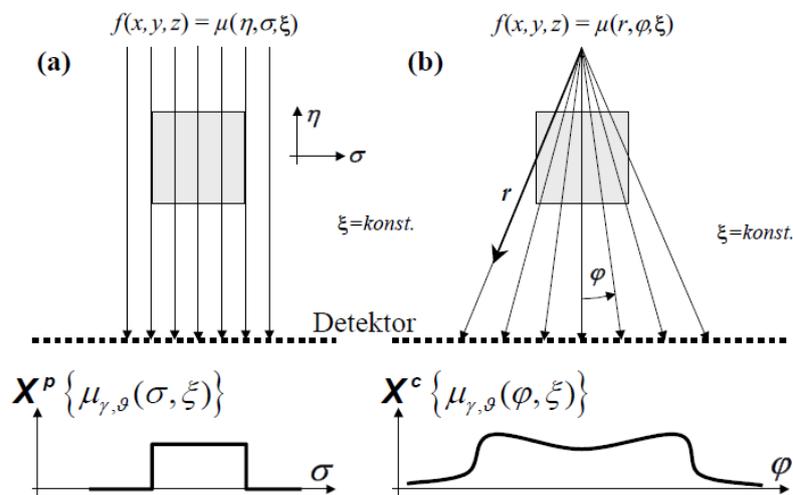


Abbildung 4.4: Unterschied zwischen Parallel- und Kegelstrahlgeometrie [6, S.284/Abb. 7.28]

Betrachtet man nun Abbildung 4.4b, so erkennt man die Röntgentransformation in der Kegelstrahlgeometrie (\mathbf{X}^c). So folgt

$$\mathbf{X}^c\{\mu_{\gamma,\vartheta}(\varphi, \xi)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(r, \varphi, \xi) dr \quad (4.31)$$

Integriert man die Projektionswerte entlang des Detektors, so erhält man

$$\tilde{p}_{\gamma,\vartheta}(\xi) = \int_{\pi/2}^{-\pi/2} \mathbf{X}^c\{\mu_{\gamma,\vartheta}(\varphi, \xi)\} d\varphi = \int_{\pi/2}^{-\pi/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(r, \varphi, \xi) dr d\varphi. \quad (4.32)$$

Überführt man das Projektionsintegral aus Gleichung (4.30) in die Kugelstrahlgeometrie, ergibt sich

$$p_{\gamma,\vartheta}(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(\eta, \sigma, \xi) d\sigma d\eta = \int_{\pi/2}^{-\pi/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(r, \varphi, \xi) r dr d\varphi. \quad (4.33)$$

Somit gilt für die Röntgentransformation

$$\mathbf{X}^c\{\mu_{\gamma,\vartheta}(\varphi, \xi)\} \neq \mathbf{X}^p\{\mu_{\gamma,\vartheta}(\sigma, \xi)\}. \quad (4.34)$$

Die beiden Geometrien stimmen also nicht miteinander überein, also gilt auch für die Projektionen

$$\tilde{p}_{\gamma,\vartheta}(\xi) \neq p_{\gamma,\vartheta}(\xi). \quad (4.35)$$

(vgl. [6])

4.2.4 Methode von Grangeat

Für die oben beschriebene Problematik hat Pierre Grangeat eine Lösung gefunden. In folgendem Schema wird beschrieben, wie trotz der fehlenden Informationen von $p_{\gamma,\vartheta}(\xi)$ in der Kegelstrahlgeometrie rekonstruiert werden kann.

<p>Schema nach Grangeat</p> <p>1. Vorgewichtung der Detektordaten</p> $\mathbf{X}_w^c\{\mu_{\gamma,\vartheta}(\sigma, \tau(\xi))\} = \cos(\beta)\mathbf{X}^c\{\mu_{\gamma,\vartheta}(\sigma, \tau(\xi))\} \quad (4.36)$ <p>2. Berechnung der partiellen Ableitungen in Richtung der Detektorhauptachsen</p> $G_a(\sigma, \tau) = \frac{\partial}{\partial a}\mathbf{X}_w^c\{\mu_{\gamma,\vartheta}(\sigma, \tau(\xi))\} \quad (4.37)$ <p>und</p> $G_b(\sigma, \tau) = \frac{\partial}{\partial b}\mathbf{X}_w^c\{\mu_{\gamma,\vartheta}(\sigma, \tau(\xi))\} \quad (4.38)$ <p>3. Berechnung von Linienintegralen auf dem Detektor und Gewichtung des Ergebnisses mit dem Faktor $1/\cos^2(\kappa)$ liefert die radiale Ableitung der Radontransformation</p> $\frac{\partial}{\partial \xi}p_{\gamma,\vartheta}(\xi) = \frac{1}{\cos^2(\kappa)} \int_{-\infty}^{+\infty} \{G_a(\sigma, \tau) \sin(\delta) + G_b(\sigma, \tau) \cos(\delta)\} d\sigma \quad (4.39)$ <p>4. Uminterpolation der auf der Radonkugel liegenden Daten aus (4.39) auf vertikale, meridiane Radonflächen.</p> <p>5. Gefilterte Rückprojektion in den vertikalen, meridianen Radonflächen</p> $h[\mathbf{X}^p\{\mu_{\gamma,\vartheta}(\sigma, \xi)\}] = -\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\partial^2 p_{\gamma,\vartheta}(\xi)}{\partial \xi^2} \sin(\vartheta) d\vartheta \quad (4.40)$ <p>6. Rückprojektion in horizontalen Ebenen durch Integration über den Ebenendrehwinkel γ</p> $f(x, y, z) = \frac{1}{2} \int_{\gamma=0}^{2\pi} h[\mathbf{X}^p\{\mu_{\gamma,\vartheta}(\sigma, \xi)\}] d\gamma \quad (4.41)$

4.2.5 Exakte Rekonstruktion - Defrise Clack

M. Defrise und R. Clack zeigten zuerst, dass eine gefilterte Rückprojektion auf Basis des Verfahrens von Grangeat möglich ist. Mit folgendem Schema soll das Vorgehen nach Defrise Clack erläutert werden.

Schema nach Defrise Clack

1. Berechnung der radialen Ableitung der Radontransformierten nach dem Schema von Grangeat

$$\mathcal{R}'(f(\tau, \alpha, \lambda)) = \frac{\partial}{\partial \xi} p_{\gamma, \vartheta}(\xi, \lambda) = \frac{1}{\cos^2(\kappa)} \frac{\partial}{\partial \tau} \int_{-\infty}^{+\infty} \cos(\beta) \mathbf{X}^c\{\mu_{\gamma, \vartheta}(\sigma, \tau(\xi)), \lambda\} d\sigma \quad (4.42)$$

2. Gewichtung der Ableitung der Radontransformierten

$$\mathcal{R}'_w(f(\tau, \alpha, \lambda)) = \frac{\partial p_{\gamma, \vartheta}(\xi, \lambda)}{\partial \xi} M(\lambda, (n)_\xi) |\mathbf{S}'(\lambda)^T \cdot (n)_\xi| \cos(\kappa) \quad (4.43)$$

3. Ableitung in Richtung der radialen Detektorvariablen τ

$$\mathcal{R}''_w(f(\tau, \alpha, \lambda)) = \frac{\partial}{\partial \tau} \mathcal{R}'_w(f(\tau, \alpha, \lambda)) \quad (4.44)$$

4. Zweidimensionale gefilterte Rückprojektion in der Detektorebene

$$h_\lambda(a, b) = \int_{a=0}^{2\pi} \mathcal{R}''_w(f(\tau, \alpha, \lambda)) d\alpha \quad (4.45)$$

5. Dreidimensionale gewichtete Rückprojektion

$$f(r) = -\frac{1}{r\pi^2} \int_{\Lambda} \frac{FCD^2}{U^2} h_\lambda(a, b) d\lambda \quad (4.46)$$

[6, S.309]

Die Defrise Clack (DC) Rekonstruktion ist eine exakte Rekonstruktion, was bedeutet, dass sie das Objekt exakt rekonstruieren kann, wenn alle Radon-Werte bekannt sind. Diese können beispielsweise mit einer Satteltrajektorie aufgenommen werden. Mit Hilfe der typischerweise verwendeten Kreistrajektorien werden jedoch nur ein Teil der Radonwerte ermittelt. In diesem Fall besitzt der DC-Algorithmus jedoch die Eigenschaft, dass jeder mehrfach gemessene Wert, richtig gewichtet in das Ergebnisbild einfließt. Der DC-Algorithmus ist jedoch sehr langsam und aufwendig in der Implementierung.

4.2.6 Approximative Rekonstruktion - Feldkamp Davis Kress

Bei der Feldkamp Davis Kress (FDK) Rekonstruktion handelt es sich um ein approximatives Rekonstruktionsverfahren, welches aus der 2D gefilterten Rückprojektion mit Parkergewichtung entwickelt wurde. Dazu wurde eine cos-Gewichtung in Detektorspaltenrichtung eingeführt, die die Strahlendivergenz ausgleicht. Jedoch wurde bei diesem Algorithmus vernachlässigt, dass es nur in der Quellbahnebene doppelt gemessene Strahlen gibt. In den anderen Ebenen ist dies nicht der Fall. Jedoch ist der FDK-Algorithmus verhältnismäßig leicht zu implementieren und sehr performant. Auch seine geringe Störanfälligkeit ist einer der Gründe, weshalb die FDK-Rekonstruktion der Stand der Technik ist.

4.2.7 Vorwärtsprojektion

Die Vorwärtsprojektion kann als inverse Operation zur Rekonstruktion betrachtet werden. Anstatt aus Projektionen ein Volumen zu rekonstruieren, werden aus einem Volumen Projektionen erstellt. Eine Vorwärtsprojektion kann also als virtuelle Röntgenaufnahme des Volumens betrachtet werden. Wie viele Projektionen erstellt werden, hängt, anders als bei einem Röntgensystem, nicht vom abgefahrenen Winkel, sondern von den Parametern des Algorithmus ab.

4.3 Korrekturverfahren

4.3.1 Wasserkorrektur

Wie zuvor beschrieben, hängt die Qualität der 3D-Rekonstruktion von der Anzahl der aufgenommenen Projektionen ab. So werden für eine 3D-Rekonstruktion etwa 400 Projektionen verwendet. Diese werden, wie für die Rekonstruktion notwendig, alle aus einem anderen Winkel aufgenommen. Bei jeder Aufnahme wird am Detektor die Intensität der auftreffenden Strahlung gemessen. Ist die Intensität zu gering, wird die Anodenspannung (vgl. Kapitel 3) erhöht, da die entstehenden Projektionen sonst zu dunkel wären. Jede Projektion wird folglich mit einer anderen Anodenspannung aufgenommen, wodurch sich auch das Röntgenspektrum verändert. Damit ist der Schwächungskoeffizient für die verschiedenen Projektionen jeweils verschieden und es ergibt sich kein konsistenter Datensatz. Um einen konsistenten Datensatz zu erhalten, müssen die Projektionen zunächst auf einen einheitlichen Schwächungskoeffizienten μ umgerechnet werden. Da μ , wie unter 3.2.3 beschrieben, von der Energie der Röntgenstrahlung abhängt muss folglich ein monoenergetisches Spektrum

bestimmt werden, um die Projektionen ohne die durch Wasser verursachten Strahlaufhärtungsartefakte rekonstruieren zu können. Um das monoenergetische Spektrum bestimmen zu können, muss zunächst ein frei bestimmbarer Schwächungskoeffizient μ gewählt werden. Hiernach wird jedes einzelne Pixel der Projektionen betrachtet. Da die Projektionen mit einem polychromatischem Spektrum aufgenommen wurde, kann der Intensitätswert eines einzelnen Pixels als p_{poly} bezeichnet werden. Dabei gilt

$$p = -\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = \int \mu(r) dr. \quad (4.47)$$

Jeder Pixelwert kann nun unter folgender Bedingung umgerechnet werden:

$$p_{mono} = cf \cdot p_{poly} \quad (4.48)$$

Der Korrekturfaktor cf ergibt sich dabei aus dem Quotienten von p_{mono} und p_{poly} in Abhängigkeit von der durchstrahlten Wasserdicke d_{Wasser} . Der Zusammenhang wird aus Abbildung 4.5 ersichtlich. Bei der Wasserkorrektur wird davon ausgegangen, dass das komplette Ob-

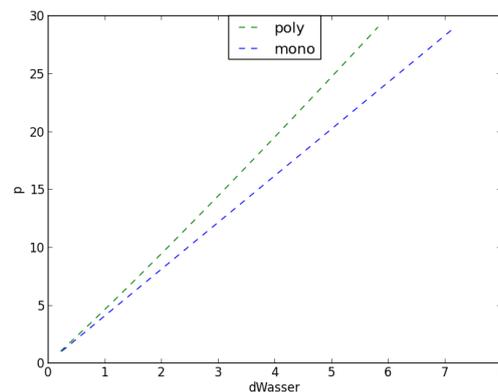


Abbildung 4.5: Graphische Darstellung des Korrekturwertes als Quotient

jekt aus Wasser besteht. Das heißt Knochen oder andere Bestandteile werden auch einer Wasserkorrektur unterzogen.

4.3.2 Mehrmaterialstrahlaufhärtungskorrektur

Genau wie die Wasserkorrektur ist auch die Mehrmaterialstrahlaufhärtungskorrektur bereits Stand der Technik. Bei bekannter durchstrahlter Wasserdicke und Knochendicke kann, äquivalent zur Wasserkorrektur, ein Korrekturwert bestimmt werden. Stellt man auch diesen Zusammenhang graphisch dar, so erhält man einen dreidimensionalen Graphen, wie Abbildung

4.6 zeigt. Hieraus wird die Schwäche dieses Korrekturverfahrens ersichtlich. Das Korrektur-

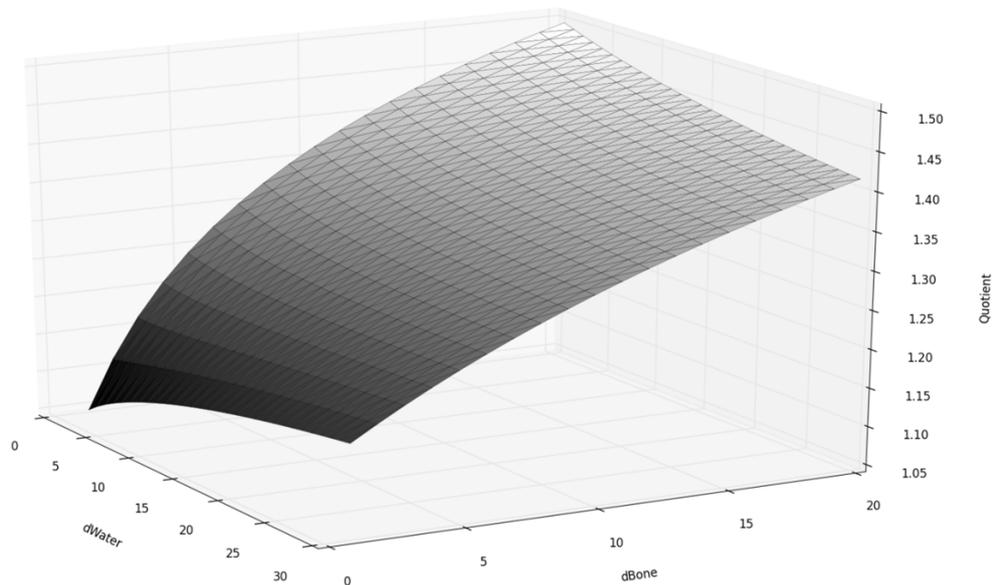


Abbildung 4.6: Graphische Darstellung des Korrekturwertes als Quotient

verfahren kann nur dann exakt sein, wenn sowohl die durchstrahlte Wasserdicke als auch die durchstrahlte Knochendicke bekannt sind. Dies ist beispielsweise bei einem beschränktem Field of View (FOV), einem eingeschränktem Sichtfeld, nicht der Fall. Ein beschränktes FOV liegt u.a. vor, wenn der Detektor des Röntgengerätes kleiner ist als das zu untersuchende Körperteil.

5 Korrekturverfahren

Folgende Abbildung zeigt schematisch das Korrekturverfahren:

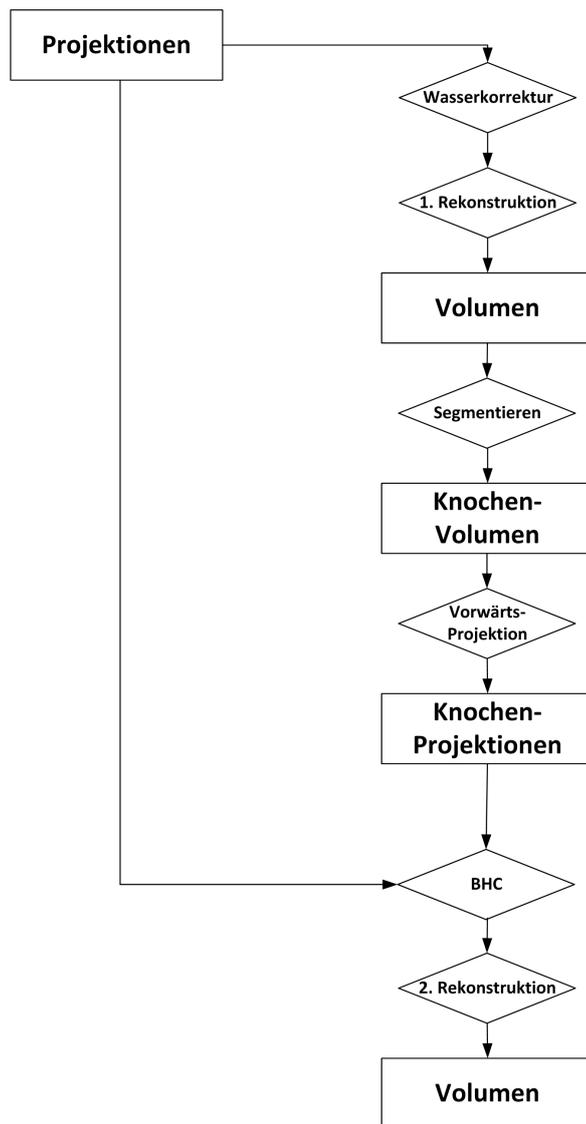


Abbildung 5.1: Skizze des Korrekturverfahrens

Die vom Detektor des **FD-CT** aufgenommenen Projektionen werden zunächst initial rekonstruiert. Dabei werden die einzelnen Projektionen mit einer einfachen Wasserkorrektur so verarbeitet, dass die Daten auf eine Referenzenergie umgerechnet werden. Aus der initialen Rekonstruktion ergibt sich ein erstes Volumen. Dieses Volumen wird anschließend segmentiert, d.h. es werden in dem Volumen die Knochenanteile bestimmt. Nach der Segmentierung wird das Volumen vorwärtsprojiziert. Die Intensitätswerte der Pixel der entstandenen Projektionen entsprechen den durchstrahlten Knochenlängen. Nun kann in einem zweiten Schritt eine Korrektur unter Berücksichtigung der durchstrahlten Knochendicke durchgeführt werden. Anschließend wird ein zweites Mal rekonstruiert.

5.1 Lösungsansatz

Der oben beschriebene Lösungsansatz umreißt kurz die Vorgehensweise zur Lösung des Problems. In der Folge soll der Ansatz nun gegliedert und näher beschrieben werden.

5.1.1 Wasserkorrektur

Wie in Kapitel 4 beschrieben, werden die Projektionen zunächst wasserkorrigiert. Dieses Verfahren wird angewendet, um die Strahlaufhärtungsartefakte des Wassers zu korrigieren. Weiterhin wird so erreicht, dass alle Projektionen auf einem monoenergetischen Spektrum abgebildet vorliegen.

5.1.2 Segmentierung

Um für jedes einzelne Voxel des Volumens den Knochenanteil zu bestimmen, wird eine Segmentierung durchgeführt. Ziel der Segmentierung ist es, aus den Schwächungskoeffizienten, welche die Voxel widerspiegeln (vgl. Kapitel 3), den Knochenanteil κ zu bestimmen. Hierzu wird eine sogenannte Segmentierungsfunktion verwendet. Diese kann unterschiedliche Formen annehmen. Näher betrachtet werden sollen in dieser Arbeit eine quadratische Funktion, eine lineare Funktion, eine Wurzelfunktion und eine Funktion, welche zunächst quadratisch verläuft und dann linear. Nach erfolgter Segmentierung erhält man ein Volumen, in welchem jedes einzelne Voxel den Knochenanteil κ widerspiegelt. (vgl. Abbildung 5.2)

Wird das Volumen in der Folge, wie in Abbildung 5.3 angedeutet, vorwärtsprojiziert, erhält man Projektionen, deren Pixelwerte der durchstrahlten Knochenlänge z entsprechen.

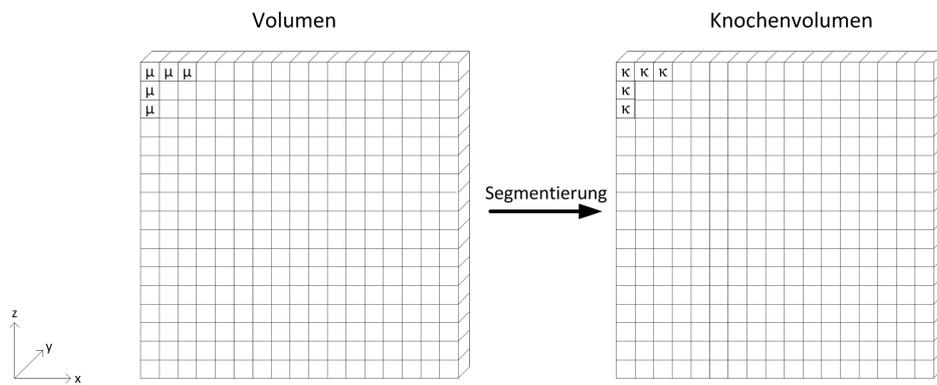


Abbildung 5.2: Prinzip der Segmentierung, mit μ -Schwächungskoeffizient und κ -Knochenanteil

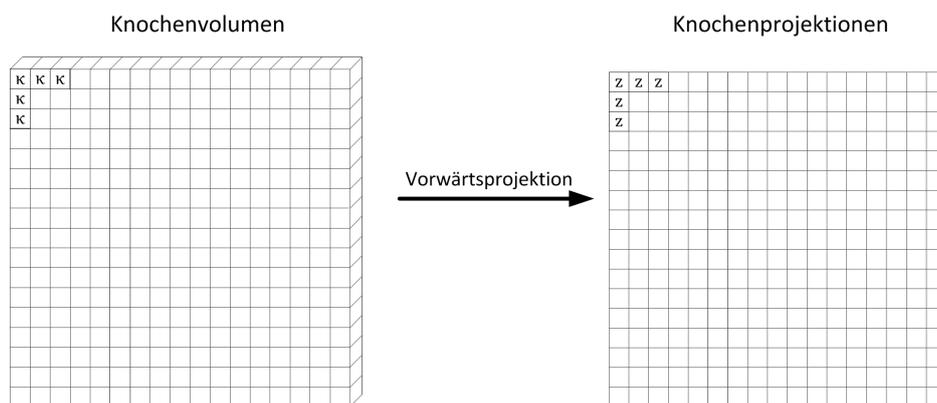


Abbildung 5.3: Prinzip der Vorwärtsprojektion

5.1.3 Mehrmaterialstrahlauhärtungskorrektur

In Kapitel 4 wurde bereits beschrieben, dass die Mehrmaterialstrahlauhärtungskorrektur Stand der Technik ist. Diese unterliegt jedoch Einschränkungen durch das FOV. Als neuer Ansatz der Mehrmaterialstrahlauhärtungskorrektur kann der Ansatz in Abbildung 5.4 betrachtet werden. Bei diesem Ansatz ist der Korrekturfaktor nicht mehr von der durchstrahlten

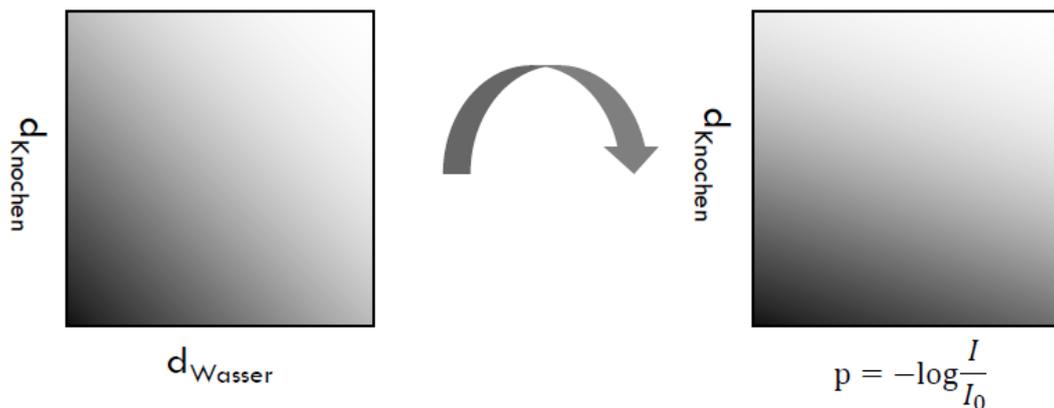


Abbildung 5.4: Neuer Ansatz der Mehrmaterialstrahlauhärtungskorrektur

Wasserdicke und der durchstrahlten Knochendicke abhängig, sondern von der durchstrahlten Knochendicke und der Pixelintensität p . Die Neuerung ist die Unabhängigkeit von der durchstrahlten Wasserdicke. Das bringt den Vorteil zum bisherigen Korrekturverfahren, dass davon ausgegangen wird, dass sich außerhalb des FOV Wasser befindet. Tatsächlich kann sich außerhalb des FOV auch Knochen befinden; das bisherige Verfahren betrachtet jedoch ausschließlich das FOV und nicht dessen Umgebung, weshalb dieses Korrekturverfahren im Vergleich zum bisherigen Verfahren eine Reduzierung der Strahlauhärtungsartefakte mit sich bringen sollte.

6 Implementierung des Korrekturverfahrens

6.1 Wasserkorrektur

Wie in 4.3.1 beschrieben, ist für die Wasserkorrektur ein Schwächungskoeffizient μ zu bestimmen. Dieser wird bei $\mu = \mu_{Wasser} = 0,25\text{cm}^{-1}$ gewählt. Aus diesem kann ein monoenergetisches Spektrum bestimmt werden. Mit Hilfe dieser Daten kann dann eine Umrechnung der Projektionen durchgeführt werden.

6.1.1 Drasim

Um das monoenergetische Spektrum zu bestimmen, wird eine Simulation mittels des Tools 'Drasim' und einem Python-Skript durchgeführt. Drasim bietet die Möglichkeit, Projektionen von benutzerdefinierten Phantomen zu erstellen. Dabei wird die Versuchsanordnung in Abbildung 6.1 verwendet. Der Benutzer hat weiterhin die Möglichkeit, den Detektor und den Röntgenstrahler zu parametrisieren. So kann beispielsweise für den Röntgenstrahler das Anodenmaterial und das Röntgenspektrum gewählt werden. Das Röntgenspektrum kann dabei entweder monoenergetisch oder polyenergetisch gewählt werden. Durch das Python-Skript können weitere Einstellungen für Drasim vorgenommen werden, so dass u.a. mehrere Simulationen mit variablen Parametern durchgeführt werden können. Die einzelnen Pixel der entstandenen Projektion stellen den zuvor in Gleichung (4.47) definierten Intensitätswert p dar.

6.1.2 Bestimmung des monoenergetischen Spektrums

Zur Bestimmung des monoenergetischen Spektrums bei $\mu = 0,25\text{cm}^{-1}$ ist es nötig, den Röntgenstrahler in der Simulation als monoenergetisch und die Energie als variablen Parameter zu definieren. Lässt man in der Simulation die Energie von 40keV bis 50keV in

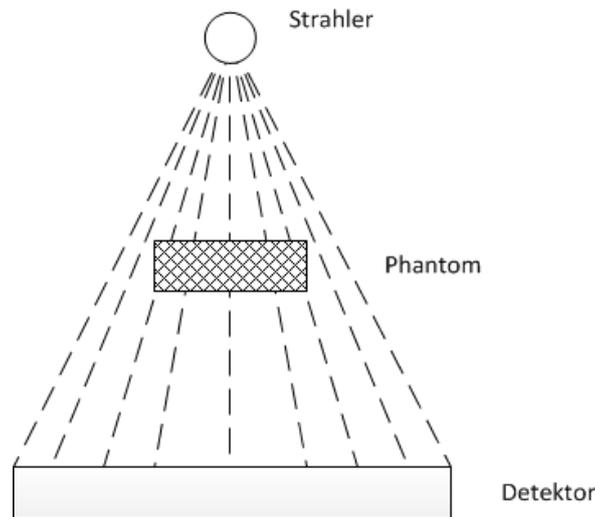


Abbildung 6.1: Versuchsaufbau in Drasim

0.1keV Schritten laufen und wählt ein rechteckiges Phantom mit der Dicke von $\ell = 1\text{cm}$ aus dem Material Wasser, so gilt

$$\rho = \mu, \quad (6.1)$$

da die Pixel der simulierten Projektion den Intensitätswert ρ darstellen.

Nun kann aus jeder Projektion das mittlere Pixel ausgelesen werden. Dies geschieht wiederum mit einem Python-Skript. Den Zusammenhang zwischen dem Intensitätswert und dem monoenergetischen Spektrum stellt [Abbildung 6.2](#) graphisch dar. Es lässt sich erkennen, dass E_{mono} bei $\rho = 0,25\text{cm}^{-1}$ ungefähr $43,7\text{keV}$ beträgt. Aus den einzelnen Projektionen muss jeweils das mittlere Pixel ausgelesen werden, da die Röntgenstrahlen in der Simulation radialsymmetrisch verlaufen. Dadurch hat nur der Röntgenstrahl, der das mittlere Pixel beschreibt, das Phantom über eine Länge von einem Zentimeter durchquert ([Abbildung 6.4](#)). Alle anderen Pixel beschreiben Strahlen, die unter einem Winkel ϑ auf das Phantom getroffen sind ([Abbildung 6.3](#)), so dass die durchstrahlte Länge ungleich einem Zentimeter ist.

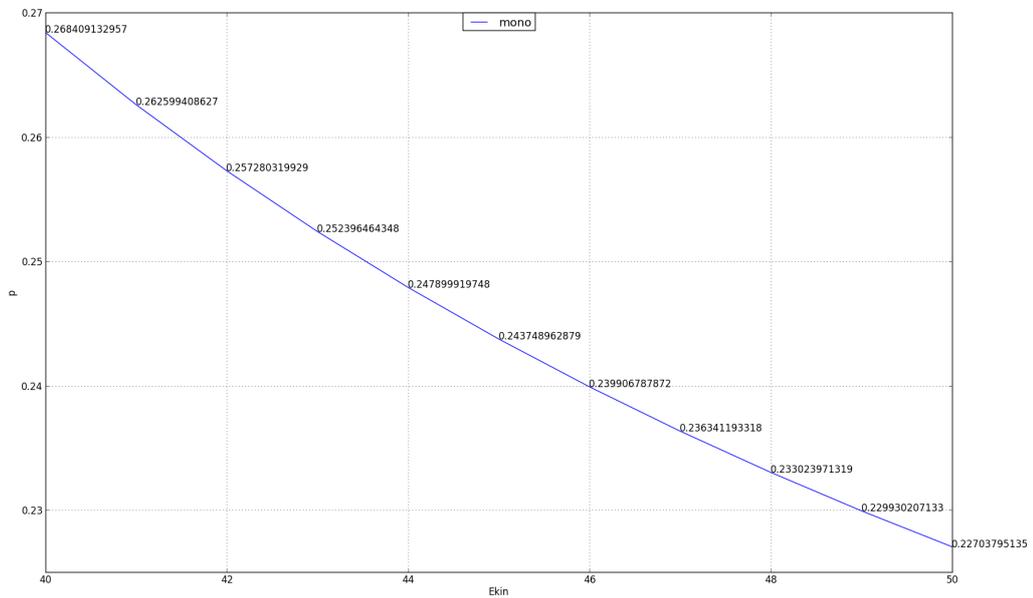
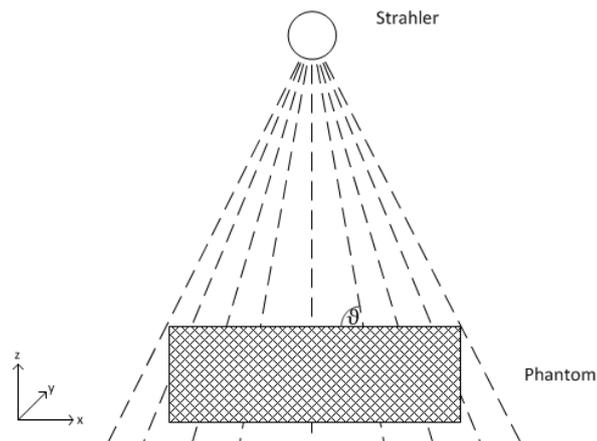
Abbildung 6.2: Bestimmung von E_{mono} bei $\mu = 0,25\text{cm}^{-1}$ 

Abbildung 6.3: Auftreffen der Röntgenstrahlen auf das Phantom

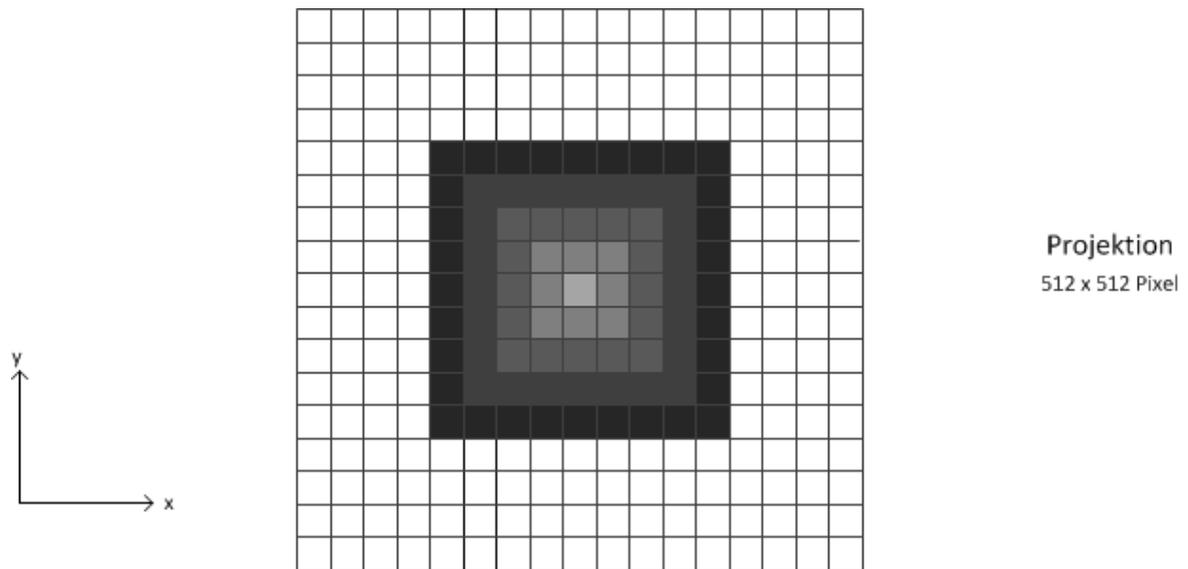


Abbildung 6.4: Schematische Drasim Projektion

Nachdem das monoenergetische Spektrum bestimmt wurde, ist der nächste Schritt die vom Detektor aufgenommenen Projektionen auf eben jenes Spektrum umzurechnen.

6.1.3 Lookup Table

Um eine Projektion umrechnen zu können, muss jedes einzelne Pixel der Projektion umgerechnet werden. Dabei hängt die Intensität jedes Pixels von der durchstrahlten Knochendicke, der durchstrahlten Wasserdicke und der anliegenden Anodenspannung ab. Wie in [Abbildung 5.4](#) beschrieben, wird als neuer Ansatz versucht, eine Unabhängigkeit von der durchstrahlten Wasserdicke zu erlangen. Die Umrechnung der Pixel erfolgt mittels eines Korrekturfaktors cf , wie in [Gleichung \(4.48\)](#) erläutert. Anhand der variablen Knochendicke, Wasserdicke und Anodenspannung kann der Korrekturfaktor bestimmt werden. Dies lässt sich mit Hilfe einer Lookup Table (LUT) umsetzen. Um eine solche LUT zu erstellen, wird erneut mit Drasim und einem Python-Skript simuliert. Anders als bei der Bestimmung des monoenergetischen Spektrums, wird hier die Versuchsanordnung verändert. Es wird ein Phantom simuliert, welches zu einem Teil aus Wasser und zum anderen Teil aus Knochen besteht ([Abbildung 6.5](#)). In der Simulation werden den beiden Schichten unterschiedliche Dicken zugewiesen. Jedes der so entstehenden Phantome wird einmal mit einem monoenergetischen Spektrum und einmal mit einem polyenergetischen, dem charakteristischen Spektrum simuliert. Das monoenergetische Spektrum wird dabei bei der zuvor bestimmten Energie von $43,7 \text{ keV}$ gewählt, während für das charakteristische Spektrum die Anodenspannung variabel gewählt wird. [Tabelle 6.1](#) stellt dabei schematisch die LUT dar.

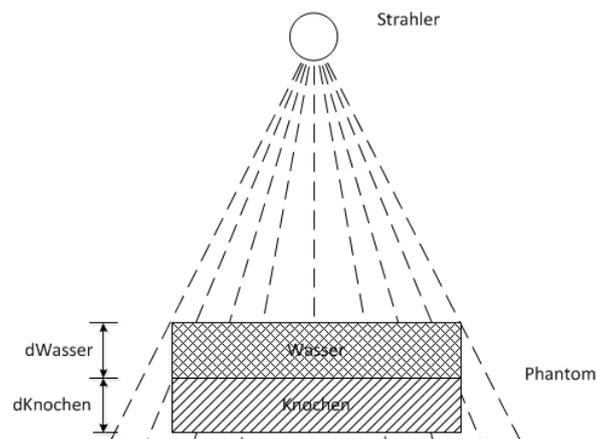


Abbildung 6.5: Phantom aus einer Schicht Wasser und einer Schicht Knochen

U_A [kV]	dKnochen [cm]	dWasser [cm]	p_{poly}	cf
60	0	0		
⋮	⋮	⋮		
140	30	50		

Tabelle 6.1: Lookup Table

Um den Korrekturfaktor zu errechnen, ist es wie schon in 6.1.2 nötig, aus allen entstanden Projektionen den Intensitätswert p des mittleren Pixels auszulesen. Nun wird der Quotient aus dem Intensitätswert für eine Anodenspannung und dem Intensitätswert für das monoenergetische Spektrum gebildet.

$$cf = \frac{\rho_{mono}}{\rho_{poly}} \quad (6.2)$$

Dies geschieht jeweils für ein Phantom, also einen Wert für die Wasserdicke d_{Wasser} und die Knochendicke $d_{Knochen}$. Dies verdeutlicht Tabelle 6.2.

U_A [kV]	dKnochen [cm]	dWasser [cm]	ρ_{poly}	ρ_{mono} bei 43,7 keV	cf
107	1	5	1.61358	1.80516	1.11872
108	1	5	1.60916	1.80516	1.12179
109	1	5	1.60483	1.80516	1.12482
110	1	5	1.60056	1.80516	1.12782

Tabelle 6.2: Beispielhafter Ausschnitt aus der Lookup Table

Hier sind Wasserdicke und Knochendicke konstant, während U_A variiert. Füllt man die LUT mit allen Kombinationsmöglichkeiten, so erhält die Tabelle 120.000 Einträge.

6.1.4 Interpolation

Da der Korrekturfaktor nicht mehr von der Wasserdicke und der Knochendicke, sondern vom Intensitätswert der Pixel und der Knochendicke abhängen soll, muss die Lookup Table transformiert werden. Hierzu wird der Intensitätswert der Pixel ρ_{poly} äquidistant gewählt. Für ρ_{poly} wird eine Schrittweite von $\Delta\rho_{poly} = 0,05$ gewählt. Mit einer äquidistanten Schrittweite für ρ_{poly} sieht die Lookup Table dann wie folgt aus:

U_A [kV]	dKnochen [cm]	ρ_{poly}	cf
60	0	0	
⋮	⋮	⋮	
$\Delta = 1$	$\Delta = 1$	$\Delta = 0.05$	
⋮	⋮	⋮	
140	30	max	

Tabelle 6.3: Lookup Table mit äquidistanter Schrittweite für ρ_{poly}

Es lässt sich erkennen, dass die Spalte der Wasserdicke weggefallen ist. Um eine äquidistante Schrittweite wie in Tabelle 6.3 zu erreichen, ist es nötig, die bereits simulierten Werte für p_{poly} zu interpolieren. Hierzu wird eine lineare Interpolation gewählt. Für einen Spannungswert und eine Knochendicke, gilt dann exemplarisch Abbildung 6.6. Für ein beliebiges

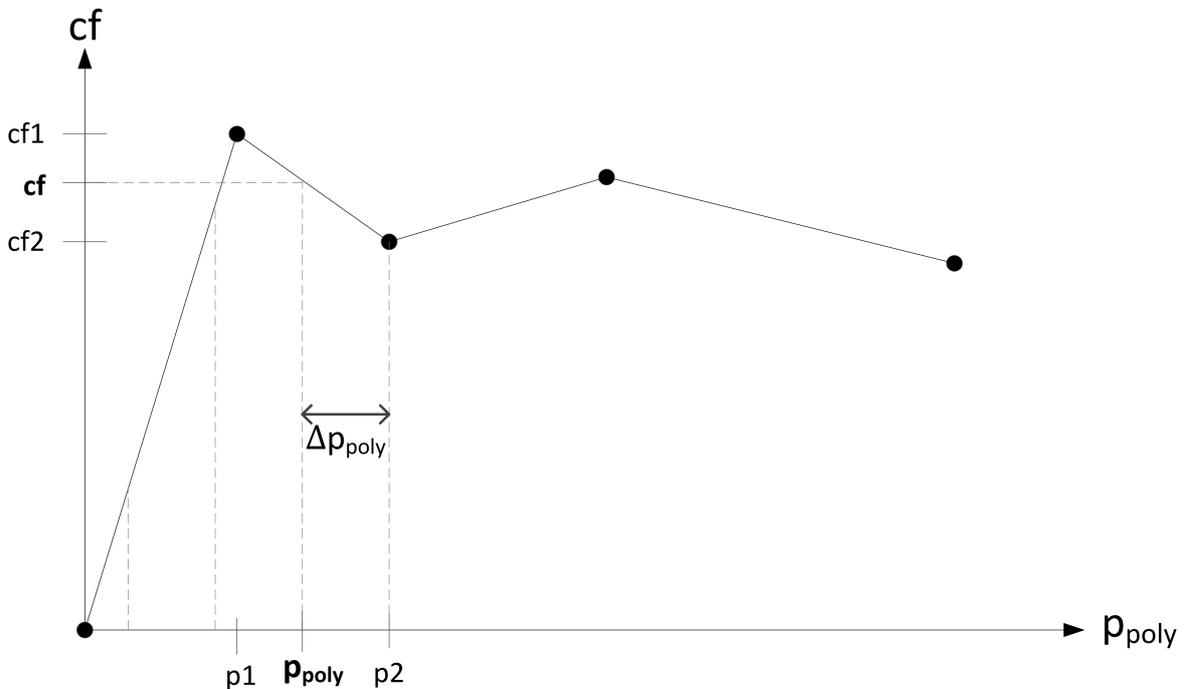


Abbildung 6.6: Interpolation der Korrekturwerte

p_{poly} gilt somit

$$cf = cf_1 + \left(\frac{cf_2 - cf_1}{p_2 - p_1} \right) \cdot (p_{poly} - p_1) \quad (6.3)$$

Die Interpolation wird in der Folge für jede Kombination von Spannungswert und Knochendicke durchgeführt. So erhält man die vollständige Lookup Table.

Es wäre auch denkbar an dieser Stelle eine Spline-Interpolation zu wählen, um so ein eventuell besseres Korrekturergebnis zu erzielen. In der Folge müssten die Ergebnisse beider Interpolationen miteinander verglichen werden.

6.1.5 Anwendung der Korrekturwerte - Umrechnung

Liegt die Lookup Table in Form von Tabelle 6.3 vor, kann jede einzelne Projektion mit Hilfe der Korrekturwerte umgerechnet werden. Es ergibt sich jedoch die Problematik, dass die

durchstrahlte Knochendicke nicht bekannt ist. In der Wasserkorrektur geht man daher davon aus, dass kein Knochen durchstrahlt wurde und somit die Knochendicke $d_{Knochen} = 0\text{ cm}$ beträgt, das gesamte Objekt also aus Wasser besteht (vgl. 4.3.1). Unter dieser Voraussetzung und bei bekannter Anodenspannung kann nun auf jedes Pixel der Korrekturfaktor angewendet werden. Dabei gilt Gleichung (6.2). Der neue Intensitätswert für ein einzelnes Pixel errechnet sich folglich aus Gleichung (4.48).

6.2 1. Rekonstruktion

Nachdem die Projektionen umgerechnet wurden, können die Projektionen rekonstruiert werden. Hier kommen die Rekonstruktionsalgorithmen aus Kapitel 4 zu Anwendung. Da die Projektionen nur noch ein monoenergetisches Spektrum aufweisen, gilt Gleichung (3.13) bzw. Gleichung (3.15).

6.3 Segmentierung

Nach der ersten Rekonstruktion erhält man ein Volumen des aufgenommenen Objekts. Wie beschrieben, ist nicht bekannt, wie viel Knochen durchstrahlt wurde. Um eine Korrektur durchführen zu können, bei welcher die Knochendicke bekannt ist, ist es nötig, in dem Volumen für jedes Voxel zu bestimmen, wie viel Knochenanteil es aufweist. (vgl. 5.1.2)

6.3.1 Segmentierungsfunktion

Um zu bestimmen, wie viel Knochenanteil ein Voxel aufweist, wird eine Segmentierungsfunktion entworfen. Die Fragestellung nach dem Knochenanteil ließe zunächst auch die Annahme zu, dass man den Voxeln Zustände zuweisen kann. Ein Zustand wäre 'ist Knochen' und der andere 'ist kein Knochen'. Dies ist jedoch auf Grund der Anatomie des Menschen nicht möglich. Im menschlichen Körper gibt es nicht nur Knochen und Wasser, sondern auch andere knochenähnliche Gewebearten, wie beispielsweise Knorpel. Deshalb fällt die Wahl auf eine stetige Funktion. Um die Funktion parametrieren zu können, müssen Nebenbedingungen geschaffen werden. Beim Auslesen der Voxel erhält man ortsabhängige Schwächungskoeffizienten $\mu(r)$. Anhand dieser soll der Knochenanteil bestimmt werden. Somit lässt sich der Schwächungskoeffizient μ auf der x -Achse auftragen und der Knochenanteil κ auf der y -Achse. (Abbildung 6.7)

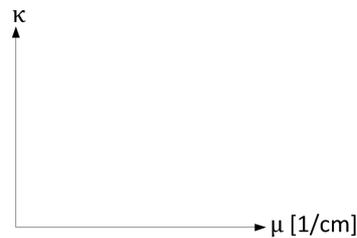


Abbildung 6.7: Achsen der Segmentierungsfunktion

Als nächster Schritt muss entschieden werden, wie die Segmentierungsfunktion verlaufen soll. Dies wurde bereits in 5.1.2 betrachtet. Vier Funktionen sollen näher betrachtet werden:

- Linear
- Quadratisch
- Wurzelfunktion
- Quadratisch mit linearem Übergang

Für die Funktionen lassen sich die Grundfunktionen aufstellen.

linear

$$f(\mu) = \kappa = m\mu + b \quad (6.4)$$

quadratisch

$$f(\mu) = \kappa = a\mu^2 + b\mu + c \quad (6.5)$$

Wurzel

$$f(\mu) = \kappa = a \cdot \sqrt{\mu + b} + c \quad (6.6)$$

Nun muss betrachtet werden, welche Nebenbedingungen gelten sollen, um die Funktionen zu beschreiben. Mit $\mu_{Wasser} = 0,25 \text{ cm}^{-1}$ ist ein Schwächungskoeffizient bereits gewählt. Da auf der y-Achse die Knochenanteile abgebildet werden, muss an diesem Punkt $\kappa = 0$ gelten, somit gilt

$$f(\mu_{Wasser}) = f(0,25 \text{ cm}^{-1}) = 0. \quad (6.7)$$

Bestimmung des Schwächungskoeffizienten von Knochen

Als weitere Nebenbedingung fällt die Wahl auf den Knochenanteil in Abhängigkeit des Schwächungskoeffizienten von Knochen $\kappa = f(\mu_{Knochen})$. Um $\mu_{Knochen}$ zu bestimmen, ist die selbe Vorgehensweise wie bei der Bestimmung von μ_{Wasser} zu wählen. Es wird

wieder eine Drasim-Simulation durchgeführt, bei welcher das monoenergetische Spektrum von $E_{mono} = 43,7 \text{ keV}$ gegeben ist. Nachfolgend wird ein Knochenphantom mit der Dicke von einem Zentimeter gewählt, wodurch Gleichung (6.1) gilt. So ergibt sich $\mu_{Knochen} = 0,57 \text{ cm}^{-1}$. Daraus ergibt sich der Punkt

$$f(\mu_{Knochen}) = f(0,57 \text{ cm}^{-1}) = 1. \quad (6.8)$$

Linearer Verlauf

Mit den zwei bekannten Nebenbedingungen können für Gleichung (6.4) die Koeffizienten bestimmt werden.

$$m = \frac{f(\mu_{Knochen}) - f(\mu_{Wasser})}{\mu_{Knochen} - \mu_{Wasser}} = \frac{1}{\mu_{Knochen} - \mu_{Wasser}} \quad (6.9)$$

$$b = \frac{-\mu_{Wasser}}{\mu_{Knochen} - \mu_{Wasser}} \quad (6.10)$$

Daraus folgt

$$\kappa = \frac{1}{\mu_{Knochen} - \mu_{Wasser}} \cdot \mu + \frac{-\mu_{Wasser}}{\mu_{Knochen} - \mu_{Wasser}}. \quad (6.11)$$

Zur Wahrung der Übersichtlichkeit wird künftig

$$\mu_K := \mu_{Knochen} \quad (6.12)$$

und

$$\mu_W := \mu_{Wasser} \quad (6.13)$$

geschrieben. Also

$$\kappa = f(\mu) = \frac{1}{\mu_K - \mu_W} \cdot \mu + \frac{-\mu_W}{\mu_K - \mu_W}. \quad (6.14)$$

Quadratischer Verlauf

Damit die Segmentierungsfunktion quadratisch aufgestellt werden kann, ist es nötig, einen dritten Punkt zu definieren, um mit einem linearen Gleichungssystem (LGS) die Koeffizienten zu berechnen. Bekannt ist, dass Werte größer μ_W dichter als Gewebe sind. Sie weisen also bereits Knochenanteile auf. Die Funktion muss also ab dem Punkt $f(\mu_W)$ ansteigen. Dies wird über die erste Ableitung erreicht. Somit folgt

$$\frac{d}{d\mu} f(\mu_W) = 0. \quad (6.15)$$

Entsprechend lässt sich das LGS aufstellen

$$0 = a\mu_W^2 + b\mu_W + c \quad (6.16)$$

$$1 = a\mu_K^2 + b\mu_K + c \quad (6.17)$$

$$0 = 2 \cdot a\mu_W + b. \quad (6.18)$$

Aus dem LGS lassen sich die Koeffizienten bestimmen. So ergibt sich

$$a = \frac{1}{(\mu_K - \mu_W)^2} \quad (6.19)$$

$$b = \frac{-2 \cdot \mu_W}{(\mu_K - \mu_W)^2} \quad (6.20)$$

$$c = \frac{\mu_W^2}{(\mu_K - \mu_W)^2}. \quad (6.21)$$

Wurzelfunktion

Die Aufstellung der Wurzelfunktion erfolgt mit Hilfe der bereits aufgestellten Nebenbedingungen. Der Nulldurchgang der Funktion ist definiert bei $\mu = \mu_W = 0,25 \text{ cm}^{-1}$. Weiterhin bleibt Gleichung (6.8) erfüllt, so dass sich für die Wurzelfunktion nach Gleichung (6.6)

$$f(\mu) = \kappa = \frac{1}{\sqrt{\mu_K - \mu_W}} \cdot \sqrt{\mu - \mu_W} \quad (6.22)$$

ergibt.

Quadratischer Verlauf mit linearem Übergang

Diese Segmentierungsfunktion setzt sich aus der quadratischen und linearen Funktion zusammen. Für den Bereich $\mu_K \geq \mu \geq \mu_W$ verläuft die Funktion quadratisch, im Bereich $\mu > \mu_K$ linear.

Anpassungen

Der Nulldurchgang der Funktionen bei μ_W muss angepasst werden, da eine Nullstelle bei μ_W bedeuten würde, dass auch Wasser bzw. Gewebe segmentiert wird. Hierfür wird

$$\mu_0 = 0,3 \text{ cm}^{-1} \quad (6.23)$$

definiert. Weiterhin muss μ_K angepasst werden. Da das gesamte Objekt bereits wasserkorrigiert wurde und dabei davon ausgegangen wurde, dass das gesamte Objekt lediglich aus Wasser besteht, verändert sich das μ_K von $0,57 \text{ cm}^{-1}$ auf etwa $0,48 \text{ cm}^{-1}$. In den späteren Tests werden beide Varianten getestet und miteinander verglichen.

Zeichnet man unter diesen Voraussetzungen die Funktionen, so erhält man [Abbildung 6.8](#).

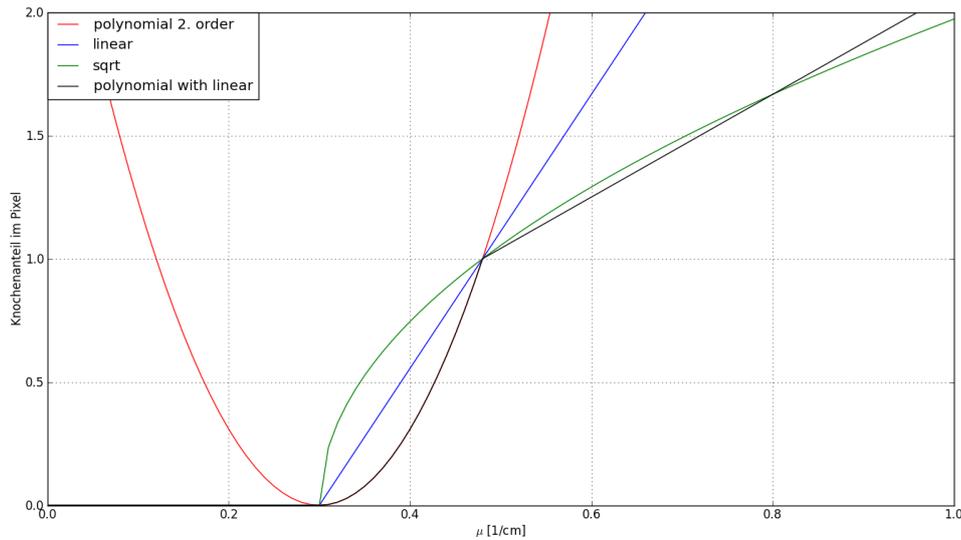


Abbildung 6.8: Segmentierungsfunktionen

Es lässt sich erkennen, dass Werte kleiner μ_0 nicht gleich Null sind. Aus Gleichung [\(6.4\)](#), [\(6.5\)](#) und [\(6.6\)](#) kann

$$f : \mu \mapsto \begin{cases} m\mu + b & \text{falls } \mu \geq \mu_0 \\ 0 & \text{falls } \mu < \mu_0 \end{cases} \quad (6.24)$$

und

$$f : \mu \mapsto \begin{cases} a\mu^2 + b\mu + c & \text{falls } \mu \geq \mu_0 \\ 0 & \text{falls } \mu < \mu_0 \end{cases} \quad (6.25)$$

und

$$f : \mu \mapsto \begin{cases} a \cdot \sqrt{\mu + b} + c & \text{falls } \mu \geq \mu_0 \\ 0 & \text{falls } \mu < \mu_0 \end{cases} \quad (6.26)$$

definiert werden. Für die Funktion mit quadratischem Verlauf und linearem Übergang gilt

$$f : \mu \mapsto \begin{cases} m\mu + b & \text{falls } \mu > \mu_K \\ a\mu^2 + b\mu + c & \text{falls } \mu_K \geq \mu \geq \mu_0 \\ 0 & \text{falls } \mu < \mu_0 \end{cases} \quad (6.27)$$

Für die Funktionen ergibt sich dann Abbildung 6.9.

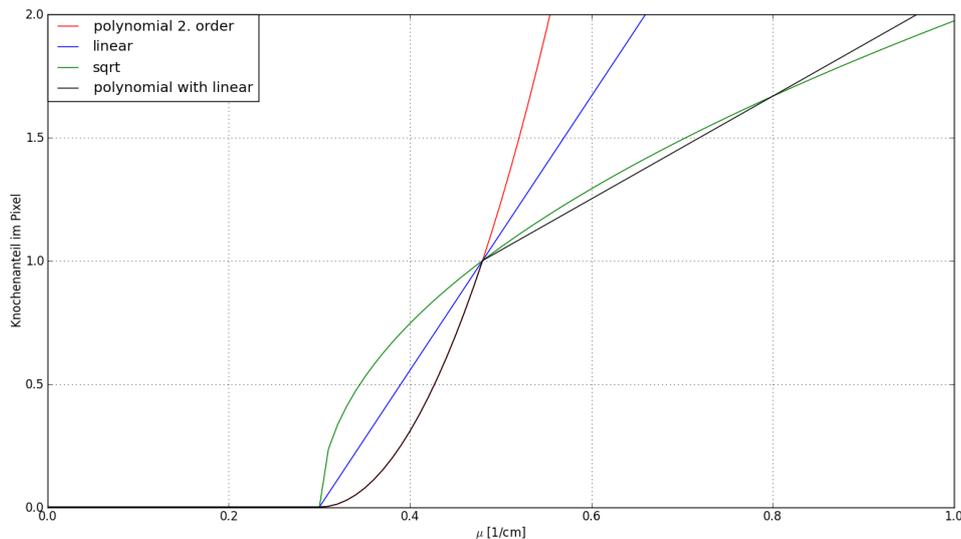


Abbildung 6.9: Angepasste Segmentierungsfunktionen

6.3.2 Anwendung der Segmentierungsfunktionen

Abbildung 5.2 beschreibt schematisch die Anwendung der Segmentierung. Für jedes einzelne Voxel wird nun der Schwächungskoeffizient bestimmt und mit Hilfe der Segmentierungsfunktion der Knochenanteil errechnet. Dieser Wert ersetzt den Schwächungskoeffizienten für das Voxel.

6.4 Vorwärtsprojektion

Nach Anwendung der Segmentierungsfunktion wird das entstandene Knochenvolumen vorwärtsprojiziert. Hier kommt das in 4.2.6 beschriebene Verfahren zur Anwendung. So ent-

stehen Projektionen, in welchen die Pixelwerte der durchstrahlten Knochendicke z in cm entsprechen. Dies ist in Abbildung 5.3 schematisch angedeutet.

6.5 Mehrmaterialstrahlauhfärtungskorrektur

Mit den Knochenprojektionen kann nun die unter 5.1.3 beschriebene Mehrmaterialstrahlauhfärtungskorrektur durchgeführt werden, da für jedes einzelne Pixel die durchstrahlte Knochendicke bekannt ist. Die prinzipielle Vorgehensweise ist in Abbildung 6.10 dargestellt.

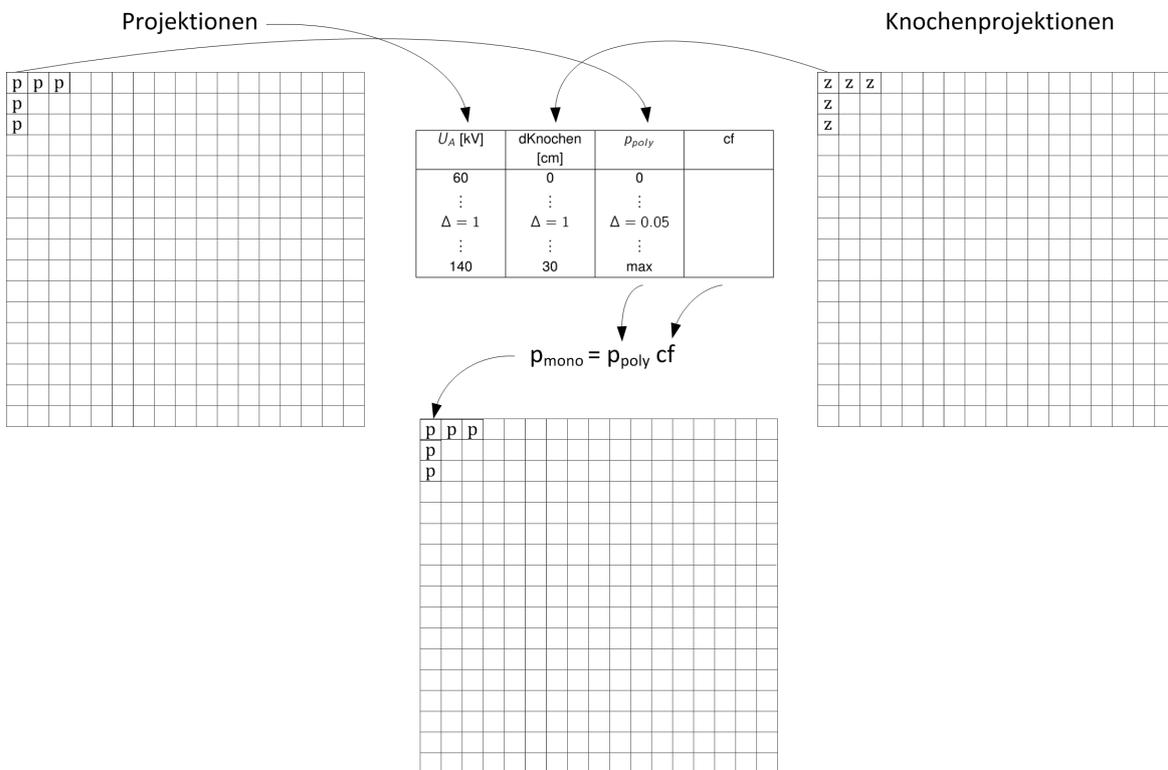


Abbildung 6.10: Prinzip der Mehrmaterialstrahlauhfärtungskorrektur

Aus den Pixeln der ursprünglichen Projektionen wird die Intensität p bei polychromatischem Spektrum ausgelesen. Aus den Pixeln der Knochenprojektionen wird die durchstrahlte Knochendicke z ausgelesen. Äquivalent zur Wasserkorrektur kann nun mit dem Wert für p_{poly} mittels Interpolation der Korrekturfaktor bestimmt werden. Der Unterschied zur Wasserkorrektur ist, dass die nicht mehr mit einer durchstrahlten Knochendicke von $d_{\text{Knochen}} = 0 \text{ cm}$ in der Lookup Table ausgelesen wird, sondern mit der bestimmten Knochendicke aus den Knochenprojektionen. Da die Knochendicke nur selten ganzzahlige Zentimeterwerte annimmt, muss auch zwischen den Werten für die Knochendicke interpoliert werden. Es müssen also

zwei Interpolationen durchgeführt werden, zunächst für die Intensitätswerte und dann für die Knochendicke. Abbildung 6.11 verdeutlicht dieses Vorgehen.

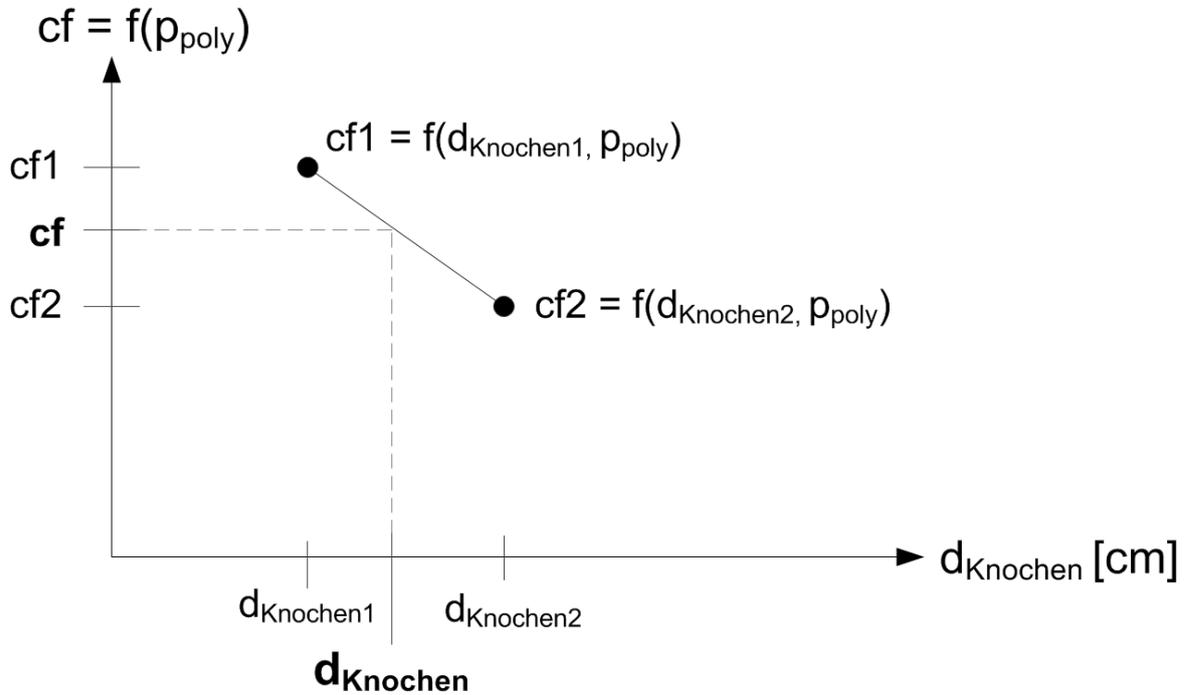


Abbildung 6.11: Interpolation der Knochendicke

Für den Korrekturfaktor gilt dann

$$cf = cf_1 + \left(\frac{cf_2 - cf_1}{d_{Knochen1} - d_{Knochen2}} \right) \cdot (d_{Knochen} - d_{Knochen1}) \quad (6.28)$$

Der Intensitätswert p_{poly} ist natürlich auch von der Anodenspannung abhängig. Diese nimmt ganzzahlige Werte an, weshalb eine Interpolation in diesem Bereich nicht nötig ist. Die Anodenspannung kann aus den Projektionen ausgelesen werden.

Ist der Korrekturfaktor bestimmt worden, kann mit Gleichung (4.48) auf das monoenergetische Spektrum umgerechnet werden. Wird dies für jede Projektion pixelweise durchgeführt, erhält man korrigierte Projektionen.

6.6 2. Rekonstruktion

In einem letzten Schritt werden die Projektion nochmals rekonstruiert. Hier kommen wieder die Rekonstruktionsalgorithmen aus Kapitel 4 zur Anwendung. Da die Projektionen nur noch

ein monoenergetisches Spektrum aufweisen, gilt Gleichung (3.13) bzw. Gleichung (3.15). Das so entstehende Volumen sollte erkennbar reduzierte Strahlaufhärtungsartefakte aufweisen.

7 Praktische Umsetzung

Nachdem in Kapitel 6 beschrieben wurde, wie das in Kapitel 5 erarbeitete Korrekturverfahren implementiert werden kann, soll dieses Kapitel die praktische Umsetzung näher beleuchten.

7.1 Umgebung

Die Rekonstruktionsalgorithmen lagen in der Programmiersprache C++ vor, weshalb auch das Korrekturverfahren in C++ umgesetzt werden sollte. Da die Rekonstruktion bereits einen festen Ablauf hat, muss das Korrekturverfahren in den bestehenden Code eingepflegt werden.

7.2 Mehrematerialstahlaufhärtungskorrektur

Für die eigentliche Korrektur wurde eine eigene C++-Datei angelegt, auf deren Funktionen aus dem Rekonstruktionsablauf zugegriffen werden kann. Die Umsetzung folgt dabei der Abbildung 5.1. Dabei werden die Wasserkorrektur, die Segmentierung und die Mehrematerialstahlaufhärtungskorrektur als Methoden einer eigens erstellten Klasse 'BeamHardeningCorrection' implementiert.

```
void BeamHardeningCorrection::apply (...) {}  
// Wasserkorrektur und Mehrematerialstahlaufhärtungskorrektur  
void BeamHardeningCorrection::applyLUT (...) {}  
// Segmentierung
```

Innerhalb der Methoden werden weitere Methoden aufgerufen. Betrachtet man die Aufrufe chronologisch, so lässt sich wiederum das Schema aus Abbildung 5.1 erkennen.

```
// Wasserkorrektur  
void BeamHardeningCorrection::apply (...) {}
```

```
// Segmentierung
void BeamHardeningCorrection::applyLUT (...) {}

// Mehrmaterialstrahlhärtungskorrektur
void BeamHardeningCorrection::apply (...) {}
```

Der vollständige Quellcode ist dem Anhang zu entnehmen.

7.3 Ablauf

Betrachtet man das Korrekturverfahren und den Rekonstruktionsablauf parallel, so kann man erkennen, an welchen Stellen die Methoden des Korrekturverfahrens im Rekonstruktionsablauf aufgerufen werden. (Siehe Tabelle 7.1).

Es lässt sich erkennen, dass der Korrektur eine init-Funktion vorgeschaltet ist. Diese dient der Initialisierung des Korrekturverfahrens. In dieser wird die Lookup Table eingelesen und die Koeffizienten der Segmentierungsfunktion berechnet. Weiterhin wird eine Konfigurationsdatei eingelesen, welche u.a. die zu verwendende Segmentierungsfunktion festlegt, sowie μ_0 und $\mu_{Knochen}$.

Bevor die Wasserkorrektur durchgeführt wird, werden einige andere Korrekturen durchgeführt. Hierzu zählen die Overexposure-Korrektur, die Scatter-Korrektur, die Logarithmus-Korrektur, die Intensity-Korrektur und die Ring-Korrektur. Die Overexposure-Korrektur korrigiert überstrahlte Pixel in den Projektionen. Die Scatter-Korrektur ist eine Streustrahlkorrektur, welche die Strahlung, die beispielsweise durch den menschlichen Körper gestreut wird und auf den Detektor trifft, korrigiert. Unter der Logarithmus-Korrektur versteht man die Logarithmierung der Detektorwerte und die Maskierung des Randes der Blenden. Mit der Intensity-Korrektur werden geringfügige I_0 Unterschiede und die Verstärkungsfaktoren der Detektorpixel ausgeglichen. Die Ring-Korrektur entfernt Ringe aus dem Volumen, die aufgrund suboptimal korrigierter Detektoreffekte, beispielsweise der Intensity-Korrektur, entstehen.

Rekonstruktion
<pre> init (...) { init(...) } </pre>
<pre> preprocess (...) { Logarithm (...) {} Overexposure (...) {} IntensityCorrection (...) {} ScatterCorrection (...) {} apply(...) } </pre>
<pre> performPrimaryReconstruction (...) {} </pre>
<pre> performForwardProjection (...) { applyLUT(...) } </pre>
<pre> preprocess (...) { Logarithm (...) {} Overexposure (...) {} IntensityCorrection (...) {} ScatterCorrection (...) {} apply(...) } </pre>
<pre> performSecondaryReconstruction (...) {} </pre>
<pre> performPostProcessing (...) { RingCorrection (...) {} } </pre>

Tabelle 7.1: Schematischer Ablauf der Rekostruktion; **fett**: Korrekturfunktionen

7.4 Ergebnisse nach Schritten

Betrachtet man nun die Ergebnisse der einzelnen Schritte, so ergibt sich am Beispiel des Stierstorfer Kopfes die nachfolgende Auflistung.

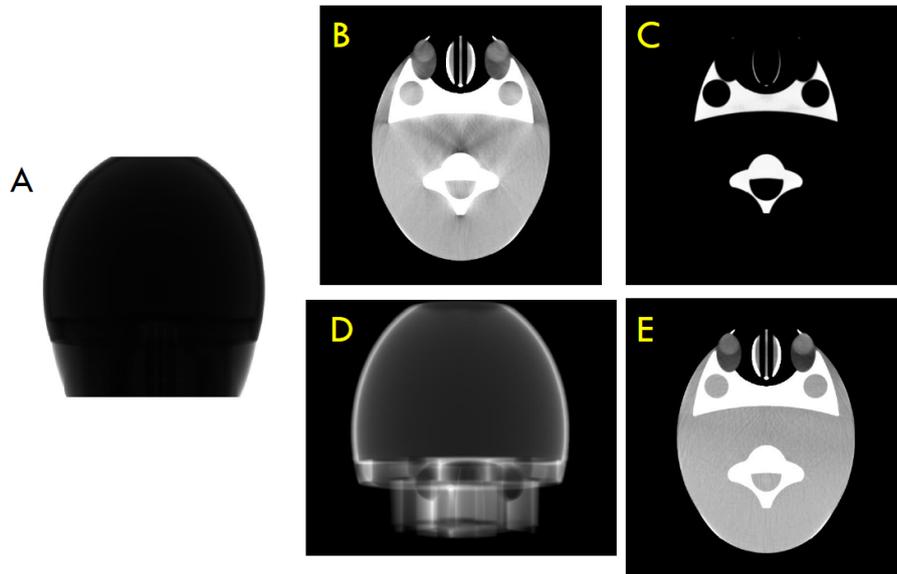


Abbildung 7.1: Ergebnisse nach einzelnen Schritten

Mit

- A - Projektionen
- B - Wasserkorrektur und 1. Rekonstruktion
- C - Segmentierung
- D - Vorwärtsprojektion
- E - Mehrmaterialstrahlauhfärtungskorrektur und 2. Rekonstruktion

8 Experimente

Um die Implementierung zu testen, stehen verschiedene Datensätze in Form von Projektionen zur Verfügung:

- Simulationsdaten
- Patientendaten

Bei der Auswertung der Tests muss neben der Reduzierung der Artefakte auch überprüft werden, ob das Korrekturverfahren eventuell neue Artefakte erzeugt. Getestet und verglichen werden sollen die unterschiedlichen Segmentierungsfunktionen und die unterschiedlichen Werte für $\mu_{Knochen}$. Der Vergleich wird in allen Fällen zwischen dem wasserkorrigierten Volumen und dem mehrmaterialstrahlauhfärtungskorrigierten Volumen gezogen. Ausgewählte Volumen und Projektionen finden sich im Anhang.

8.1 Simulationsdaten - Kopfphantom

Drasim simuliert anhand der erstellten Phantome Projektionen. Diese Projektionen können zum Testen der Implementierung verwendet werden. Als Phantom steht ein Kopfphantom zur Verfügung.

$$\mu_{Knochen} = 0,57 \text{ cm}^{-1}$$

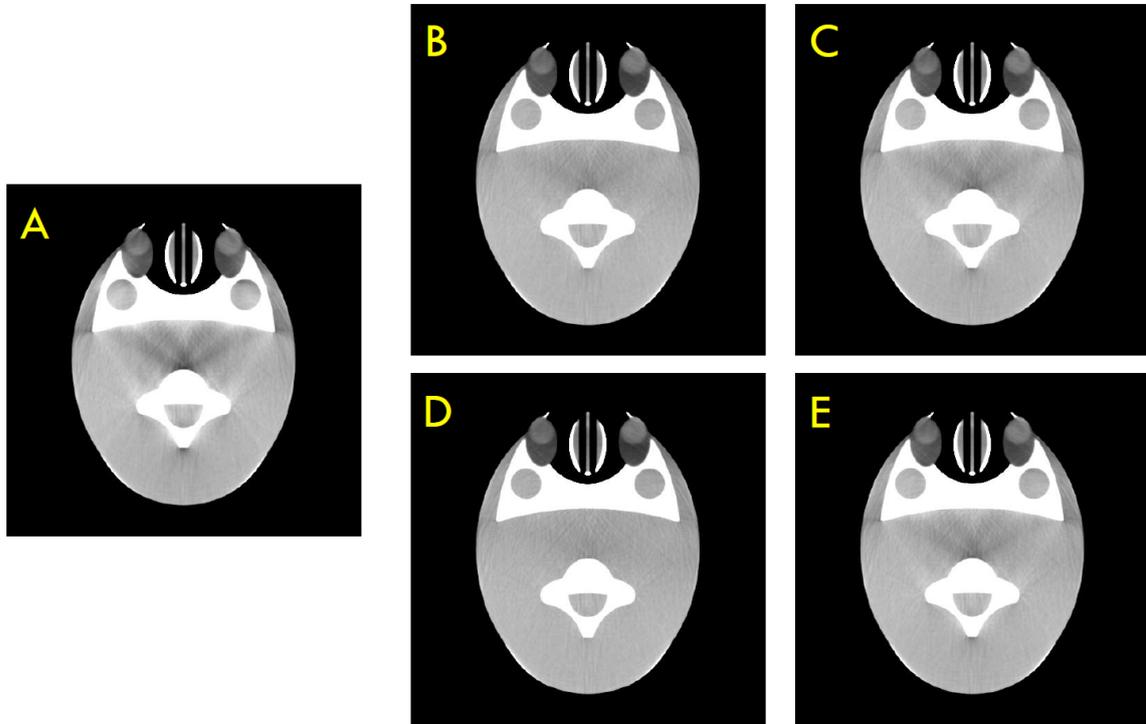


Abbildung 8.1: Ergebnisse bei $\mu_{Knochen} = 0,57 \text{ cm}^{-1}$ am Kopfphantom

Alle Daten wurden in der Schicht $z = -6,5 \text{ cm}$ bei einem Fenster-Level von 0 HU und einer Fenster-Breite von 200 HU dargestellt. In Abbildung A l\u00e4sst sich das wasserkorrigierte Volumen erkennen. In der Mitte sind deutliche schwarze Schattierungen zu erkennen. Dabei handelt es sich um die Strahlauhf\u00e4rtungsartefakte. Die Abbildungen B-E zeigen jeweils die mehrmaterialstrahlauhf\u00e4rtungskorrigierten Volumina mit unterschiedlichen Segmentierungsfunktionen:

- B - Linear
- C - Quadratisch
- D - Wurzel
- E - Quadratisch mit linearem \u00dcbergang

Ausgehend vom visuellen Eindruck, scheint die Korrektur in Abbildung D am Besten zu funktionieren. Dieser Eindruck l\u00e4sst sich auch mittels der Messungen in Tabelle 8.1 best\u00e4tigen. F\u00fcr die Messung wurden die in Abbildung 8.2 zu erkennenden Regions of Interest (ROIs) festgelegt.

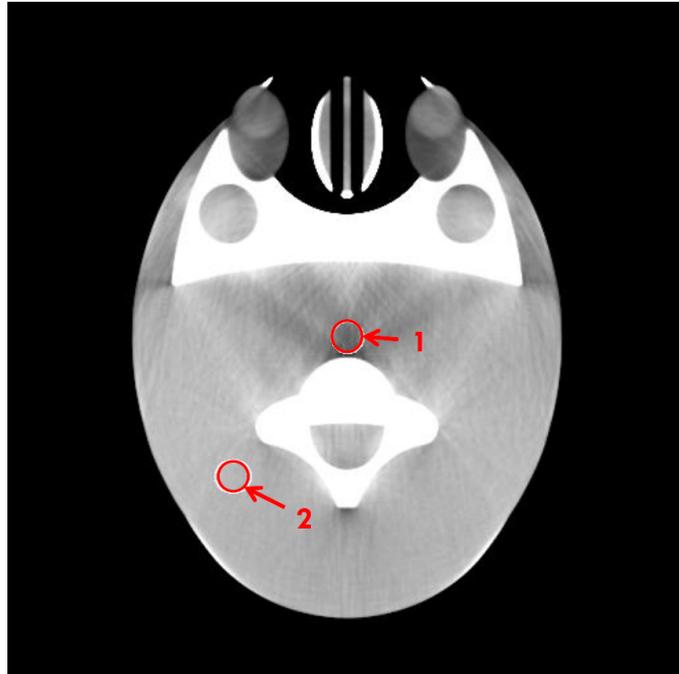


Abbildung 8.2: ROIs im Kopfphantom

Bild	Korrektur	Segmentierungs- funktion	Mittelwert ROI 1 [HU]	Mittelwert ROI 2 [HU]
A	Wasser	-	987.253	1044.225
B	Mehrmaterial	Linear	1010.656	1043.891
C	Mehrmaterial	Quadratisch	1001.887	1044.066
D	Mehrmaterial	Wurzel	1017.673	1043.531
E	Mehrmaterial	Quadratisch u. Linear	1001.887	1044.066

Tabelle 8.1: Messungen an den ROIs am Kopfphantom

Es lässt dich erkennen, dass das beste Messergebnis von ROI 1 in Abbildung D vorliegt, was den visuellen Eindruck bestätigt. ROI 2 dient als Referenz ROI. Während sich der HU-Wert in ROI 1 erhöhen soll, soll der HU-Wert in ROI 2 nicht wesentlich vom Messwert aus Abbildung A abweichen, da sonst eine generelle Aufhellung des Volumens vorläge und keine punktuelle in den Bereichen der Strahlauhfärtungsartefakte.

$$\mu_{Knochen} = 0,48 \text{ cm}^{-1}$$

Führt man die obige Messung mit angepasstem $\mu_{Knochen}$ durch, so erhält man Abbildung 8.3.

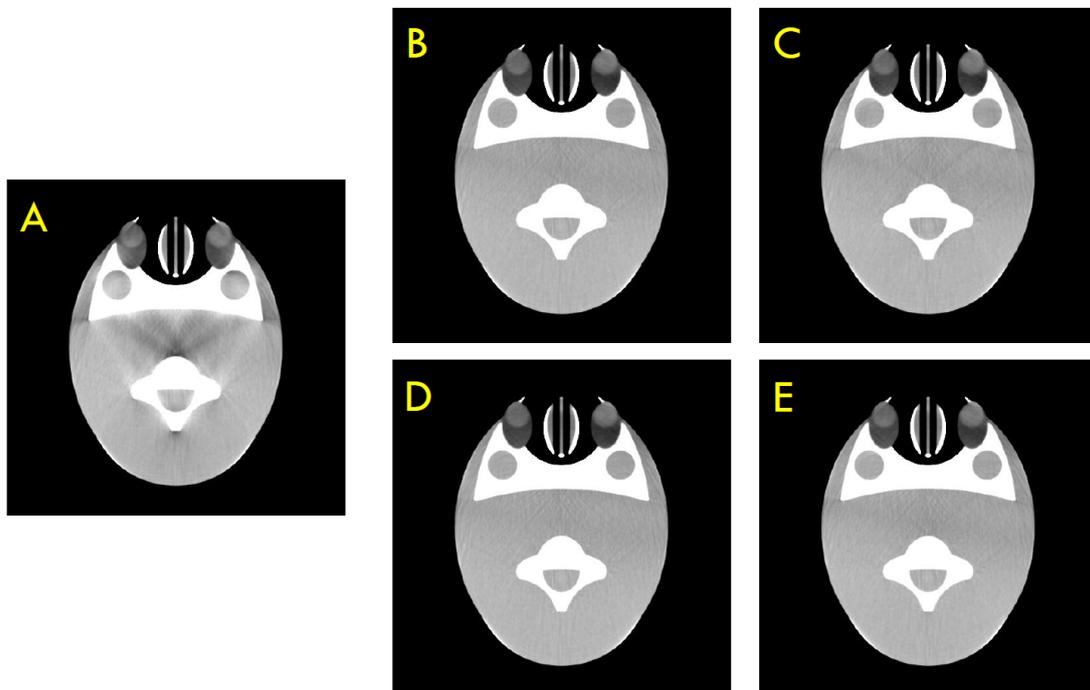


Abbildung 8.3: Ergebnisse bei $\mu_{Knochen} = 0,48 \text{ cm}^{-1}$ am Stierstorfer Kopf

Alle Daten wurden in der Schicht $z = -6,5 \text{ cm}$ bei einem Fenster-Level von 0 HU und einer Fenster-Breite von 200 HU aufgenommen. In Abbildung A lässt sich das wasserkorrigierte Volumen erkennen. Die Abbildungen B-E zeigen jeweils die mehrmaterialstrahlauhfärtungskorrigierten Volumina mit unterschiedlichen Segmentierungsfunktionen:

- B - Linear
- C - Quadratisch
- D - Wurzel

E - Quadratisch mit linearem Übergang

Ausgehend vom visuellen Eindruck, scheint die Korrektur in Abbildung D am Besten zu funktionieren. Dieser Eindruck lässt sich auch mittels der Messungen in Tabelle 8.2 bestätigen. Für die Messung wurden die in Abbildung 8.2 zu erkennenden ROIs festgelegt.

Bild	Korrektur	Segmentierungsfunktion	Mittelwert ROI 1 [HU]	Mittelwert ROI 2 [HU]
A	Wasser	-	987.253	1044.225
B	Mehrmaterial	Linear	1023.639	1043.037
C	Mehrmaterial	Quadratisch	1022.532	1043.024
D	Mehrmaterial	Wurzel	1025.236	1042.985
E	Mehrmaterial	Quadratisch u. Linear	1020.168	1043.119

Tabelle 8.2: Messungen an den ROIs am Kopfphantom

Es lässt sich erkennen, dass auch hier das beste Messergebnis in Abbildung D vorliegt, was den visuellen Eindruck bestätigt.

8.1.1 Vergleich der Messungen

Vergleicht man die beiden Messungen miteinander, so lässt sich erkennen, dass die Korrektur bei $\mu_{Knochen} = 0,48 \text{ cm}^{-1}$ bessere Ergebnisse erzielt. Der Grund hierfür wurde bereits unter 6.3.1 beschrieben. Das Ergebnis bestätigt die Annahme. Weiterhin zeigt das Ergebnis, dass eine Mehrmaterialstrahlauhfärtungskorrektur an Simulationsdaten erfolgreich verläuft, was die Funktionalität des implementierten Korrekturverfahrens beweist.

8.1.2 Betrachtung im beschränkten FOV

Unter 5.1.3 wurde die Annahme getroffen, dass die Korrektur auch bei beschränktem FOV eine Verbesserung bringt. Dies soll im Weiteren überprüft werden. Ein beschränktes FOV kann im wesentlichen unter zwei Voraussetzungen vorliegen. Zum einen, wenn die zu untersuchte Körperfläche größer ist, als die Detektorfläche und zum anderen, wenn bei der Rekonstruktion statt des ganzen Volumens ein Volume of Interest (VOI) ausgewählt wird. Das ganze Volumen wird auch als 'full volume' bezeichnet. Anstatt des ganzen Volumen kann auch ein mittleres ('medium') oder ein kleines ('small') Volumen als VOI gewählt werden. Hierbei werden die Voxelgrößen des Volumens wie in Tabelle 8.3 angepasst.

Um andere Einflüsse, wie Trunktierungsartefakte, auszuschließen, wird der Algorithmus auf ein beschränktes ROI angewendet. Das Ergebnis zeigt Abbildung 8.4.

FOV	Voxel Größe [mm]
full	0,48
medium	0,28
small	0,14

Tabelle 8.3: Zusammenhang zwischen FOV und Voxelgröße

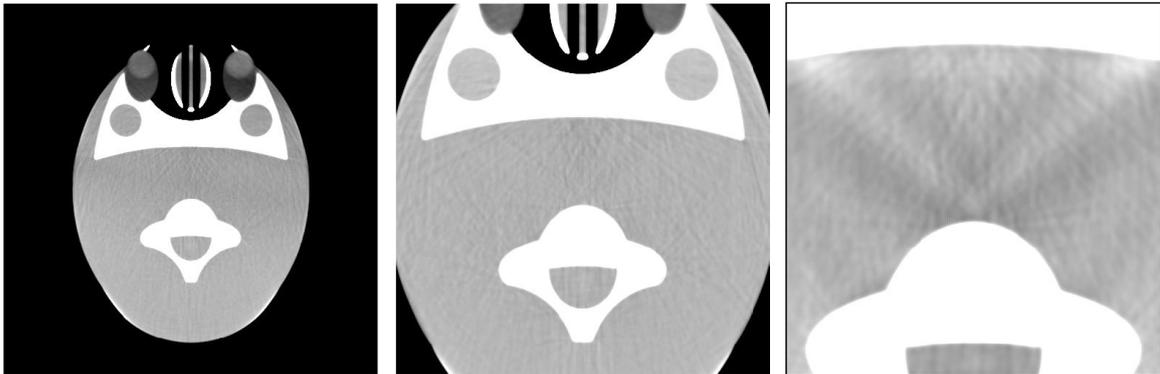


Abbildung 8.4: Ergebnisse bei beschränktem FOV, v.l. full, medium, small

Die Ergebnisse zeigen, dass auch bei mittlerem VOI die Strahlauhfärtungsartefakte vollständig korrigiert wurden. Bei kleinem VOI können die Strahlauhfärtungsartefakte nur teilweise korrigiert werden. Das hängt damit zusammen, dass von dem Algorithmus die Umgebung des VOI als Wasser betrachtet wird. Befindet sich außerhalb des VOI viel Knochen, so ist diese Annahme ungenau und führt zu Fehlern in der Korrektur. Dieser Fehler unterläuft bei einer mittleren VOI nicht, da hier fast alle Knochen im VOI liegen und somit die Annahme, dass sich außerhalb nur Wasser befindet, annähernd genau ist. (vgl. Kapitel 5)

Führt man auch an diesen Ergebnissen Messungen durch, so erhält man Tabelle 8.4.

FOV	Korrektur	Segmentierungsfunktion	Mittelwert ROI 1 [HU]
Full	Mehrmaterial	Wurzel	1038.531
Medium	Mehrmaterial	Wurzel	1037.983
Small	Mehrmaterial	Wurzel	1032.292

Tabelle 8.4: Messungen an den ROIs am Stierstorfer Kopf

Es lässt sich erkennen, dass trotz eines eingeschränkten FOV die Strahlauhfärtungsartefakte reduziert werden können.

8.2 Patientendaten

Patientendaten, so sie zur Verfügung stehen, sind klinisch aufgenommene Daten und von den Patienten selbst für die Verwendung im Rahmen wissenschaftlicher Arbeiten freigegeben. Alle verwendeten Daten sind anonymisiert.

Im Folgenden sollen nun die Korrekturen mit verschiedenen Patientendaten betrachtet werden.

Die Tests werden wie beim Kopfphantom mit den unterschiedlichen Segmentierungsfunktionen durchgeführt. Auch der Wert für $\mu_{Knochen}$ wird verändert.

$$\mu_{Knochen} = 0,48 \text{ cm}^{-1}$$

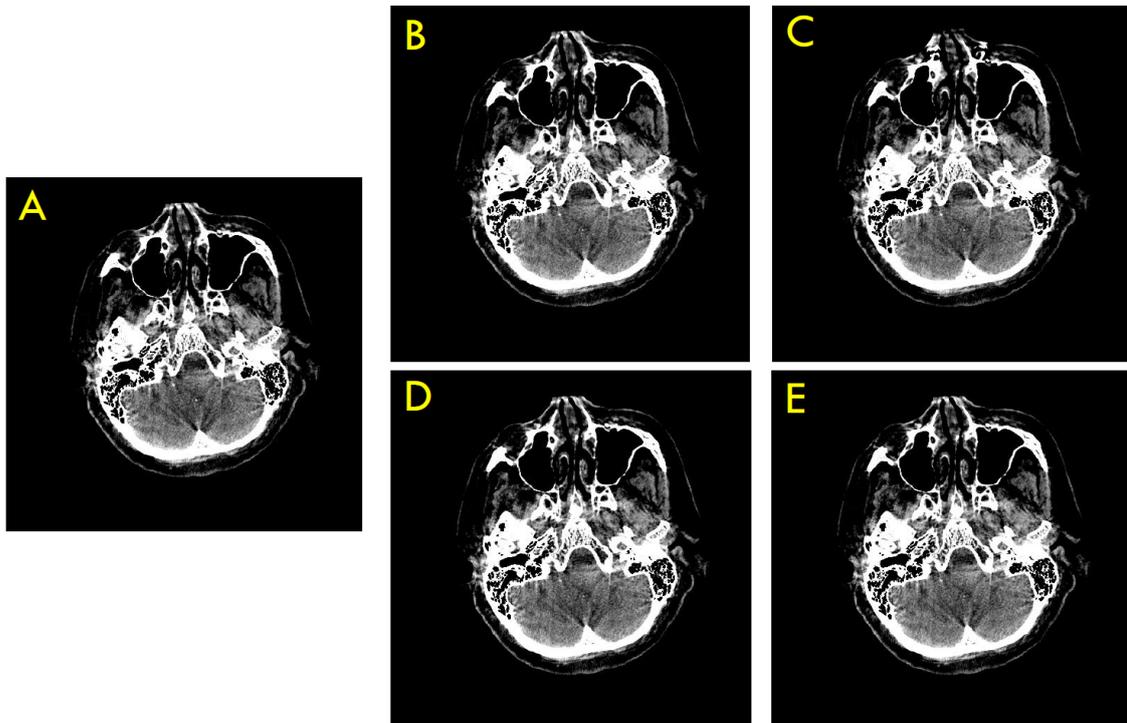


Abbildung 8.5: Ergebnisse bei $\mu_{Knochen} = 0,48 \text{ cm}^{-1}$ am Patient 001

Alle Daten wurden in der 112. Schicht bei einem Fenster-Level von 16 HU und einer Fenster-Breite von 200 HU aufgenommen. In Abbildung A lässt sich das wasserkorrigierte Volumen erkennen. Die Abbildungen B-E zeigen jeweils die mehrmaterialstrahlaufhärtungskorrigierten Volumina mit unterschiedlichen Segmentierungsfunktionen:

- B - Linear
- C - Quadratisch
- D - Wurzel
- E - Quadratisch mit linearem Übergang

Ausgehend vom Seheindruck lässt sich keine Veränderung erkennen. Führt man an den Volumen Messungen durch, erhält man Tabelle 8.5.

Bild	Korrektur	Segmentierungs- funktion	Mittelwert ROI 1 [HU]	Mittelwert ROI 2 [HU]
A	Wasser	-	954.653	1002.379
B	Mehrmaterial	Linear	957.056	1002.627
C	Mehrmaterial	Quadratisch	958.674	1002.395
D	Mehrmaterial	Wurzel	956.742	1002.890
E	Mehrmaterial	Quadratisch u. Linear	956.350	1001.763

Tabelle 8.5: Messungen an den ROIs an Patientendaten

Es lässt sich erkennen, dass eine Verbesserung messbar ist. Diese liegt im Optimum bei 4 HU bei quadratischem Verlauf der Segmentierungsfunktion. Anders als beim Kopfphantom erzielt hier die quadratische Segmentierungsfunktion das beste Ergebnis.

$$\mu_{Knochen} = 0,42 \text{ cm}^{-1}$$

Alle Daten wurden in der 112. Schicht bei einem Fenster-Level von 16 HU und einer Fenster-Breite von 200 HU aufgenommen. In Abbildung A lässt sich das wasserkorrigierte Volumen erkennen. Die Abbildungen B-E zeigen jeweils die mehrmaterialstrahlaufhärtungskorrigierten Volumina mit unterschiedlichen Segmentierungsfunktionen:

- B - Linear
- C - Quadratisch
- D - Wurzel
- E - Quadratisch mit linearem Übergang

Auch bei $\mu_{Knochen} = 0,42 \text{ cm}^{-1}$ gibt es keine sichtbare Veränderung. Die Messungen in den Volumina zeigt Tabelle 8.6

Man könnte vermuten, dass die Aufhellung um 9 HU bei der quadratisch verlaufenden Segmentierungsfunktion das beste Ergebnis darstellt, betrachtet man jedoch die zweite ROI, so

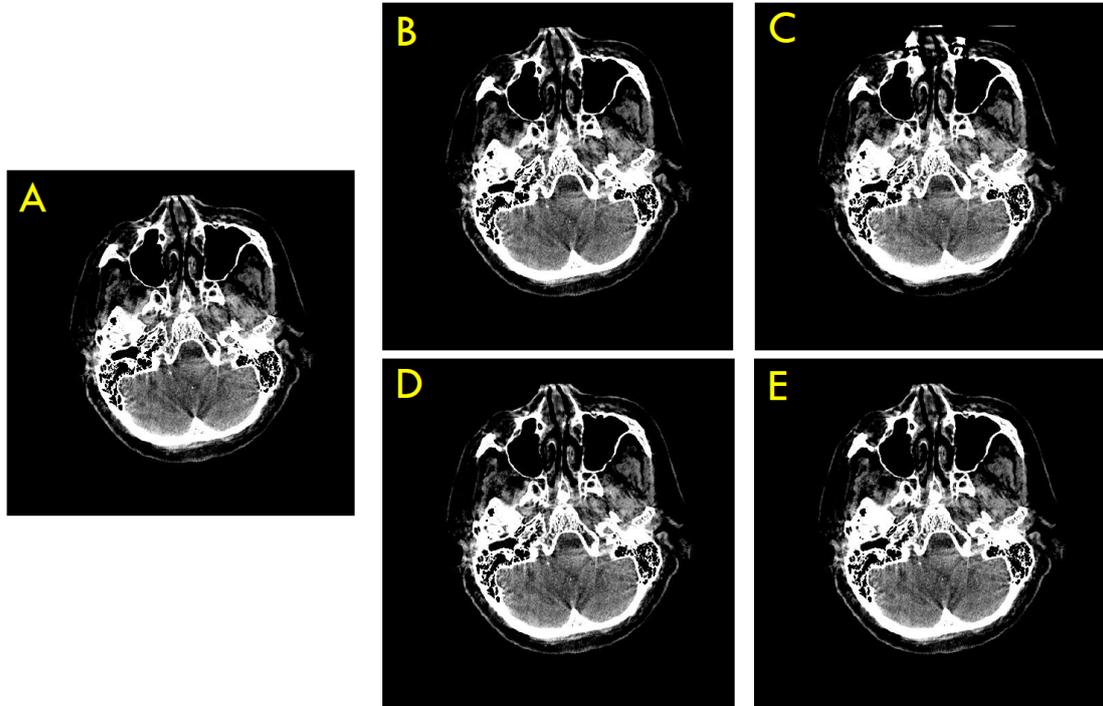


Abbildung 8.6: Ergebnisse bei $\mu_{Knochen} = 0,42 \text{ cm}^{-1}$ am Patient 001

Bild	Korrektur	Segmentierungs- funktion	Mittelwert ROI 1 [HU]	Mittelwert ROI 2 [HU]
A	Wasser	-	954.653	1002.379
B	Mehrmaterial	Linear	958.402	1001.494
C	Mehrmaterial	Quadratisch	963.125	1008.101
D	Mehrmaterial	Wurzel	957.965	1002.234
E	Mehrmaterial	Quadratisch u. Linear	956.810	1001.227

Tabelle 8.6: Messungen an den ROIs an Patientendaten

erkennt man, dass auch die zweite ROI im Mittel heller geworden ist, was bedeutet, dass die Wurzelfunktion hier das beste Ergebnis liefert.

9 Diskussion und Ausblick

9.1 Diskussion der Ergebnisse

Betrachtet man die Ergebnisse, so lässt sich erkennen, dass die Korrektur, angewendet auf die Simulationsdaten, erfolgreich ist. In der Anwendung auf die Patientendaten lässt sich hingegen zwar eine Verbesserung messen, jedoch nicht durch einen verbesserten visuellen Eindruck verifizieren. Dies kann verschiedene Ursachen haben. Zum einen weisen die Patientendaten deutlich weniger Knochen auf, als das Kopfphantom. Das hat zur Folge, dass der Korrekturfaktor geringer ist, wodurch kaum Aufhellung im Volumen auszumachen ist. Weiterhin finden sich in den Volumen noch Conebeam-Artefakte. Die eingangs beschriebenen neuen Rekonstruktions- und Aufnahmeverfahren sind noch nicht Stand der Technik, weshalb noch keine Patientendaten vorliegen, die mit der neuen Aufnahmetechnik aufgenommen wurden. Da die Conebeam-Artefakte deutlich stärker ins Gewicht fallen als die Strahlaufhärtungsartefakte, wirkt sich eine Korrektur nicht auf den Seheindruck aus und zeigt auch in der Messung keine signifikanten Unterschiede.

Neben den Conebeam-Artefakten können auch andere Artefakte eine Ursache für die wenige Aufhellung in den Patientendaten haben. Einerseits können Patientenbewegungen Artefakte liefern, die mit der Strahlaufhärtungskorrektur nicht zu korrigieren sind. Auch sogenannte Rückstrahlungsartefakte, die durch die Rückstrahlung der Röntgenstrahlung am Detektor entstehen, können auf diese Weise nicht korrigiert werden.

9.2 Ausblick

Da die Conebeam-Artefakte einen wesentlichen Teil der Artefakte ausmachen, scheint es lohnend, die Mehrmaterialstrahlaufhärtungskorrektur noch einmal an Patientendaten zu testen, sobald die neuen Rekonstruktions- und Aufnahmeverfahren Stand der Technik sind und es Aufnahmen aus dem klinischen Bereich gibt, da die Strahlaufhärtungsartefakte dann einen wesentlicheren Teil zu den Artefakten beitragen.

Anhang

Der Anhang der Arbeit befindet sich auf DVD und ist bei Prof. Dr. rer. nat. Annabella Rauscher-Scheibe oder Dr.-Ing. Holger Kunze einzusehen.

Tabellenverzeichnis

3.1	Typische Werte für U_A und deren zugehörige Werte für λ_{min} [5, S.2/Tab.1.1] .	14
6.1	Lookup Table	43
6.2	Beispielhafter Ausschnitt aus der Lookup Table	44
6.3	Lookup Table mit äquidistanter Schrittweite für p_{poly}	44
7.1	Schematischer Ablauf der Rekostruktion; fett : Korrekturfunktionen	57
8.1	Messungen an den ROIs am Kopfphantom	61
8.2	Messungen an den ROIs am Kopfphantom	63
8.3	Zusammenhang zwischen FOV und Voxelgröße	64
8.4	Messungen an den ROIs am Stierstorfer Kopf	64
8.5	Messungen an den ROIs an Patientendaten	66
8.6	Messungen an den ROIs an Patientendaten	67

Abbildungsverzeichnis

1.1	Artis Zee floor	10
1.2	SOMATOM Definition AS	10
2.1	Strahlaufhärtingsartefakte	12
3.1	Schematischer Aufbau Röntgenröhre	13
3.2	Entstehung von Bremsstrahlung	15
3.3	Röntgenbremsspektrum	15
3.4	Entstehung von charakteristischer Strahlung	16
3.5	Röntgenspektrum Molybdän	17
3.6	Schwächungskoeffizienten Wasser und Knochen	18
3.7	Schwächungskoeffizienten im Objekt	18
3.8	Röntgenspektrum mit Energien	20
3.9	Strahlaufhärtung	21
4.1	Grundproblematik Tomographie	22
4.2	Projektion als Radontransformierte	23
4.3	Integrationsfläche 3D	26
4.4	Parallel-Kegelstrahlgeometrie	28
4.5	Graphische Darstellung Korrekturwert Wasser	33
4.6	Graphische Darstellung Korrekturwert Wasser und Knochen	34
5.1	Korrekturverfahren	35
5.2	Prinzip der Segmentierung	37
5.3	Vorwärtsprojektion	37
5.4	Neuer Ansatz Mehrmaterialstrahlaufhärtungskorrektur	38
6.1	Drasim Versuchsaufbau	40
6.2	Bestimmung E_{mono} bei $\mu = 0,25\text{cm}^{-1}$	41
6.3	Röntgenstrahlen auf Phantom	41
6.4	Schematische Drasim Projektion	42
6.5	Wasser Knochen Phantom	43
6.6	Interpolation der Korrekturwerte	45
6.7	Achsen der Segmentierungsfunktion	47

6.8	Segmentierungsfunktionen	50
6.9	Angepasste Segmentierungsfunktionen	51
6.10	Prinzip Mehrmaterialstrahlaufhärtungskorrektur	52
6.11	Interpolation Knochendicke	53
7.1	Ergebnisse Schritte	58
8.1	Ergebnisse $\mu_{Knochen} = 0,57\text{cm}^{-1}$ Kopfphantom	60
8.2	ROIs Kopfphantom	61
8.3	Ergebnisse $\mu_{Knochen} = 0,48\text{cm}^{-1}$ Stierstorfer Kopf	62
8.4	Ergebnisse beschränktes FOV	64
8.5	Ergebnisse $\mu_{Knochen} = 0,48\text{cm}^{-1}$ Patient 001	65
8.6	Ergebnisse $\mu_{Knochen} = 0,42\text{cm}^{-1}$ Patient 001	67

Literaturverzeichnis

- [1] Siemens AG Pressereferat Healthcare. Artis zee floor. Website. "http://www.healthcare.siemens.de/siemens_hwem-hwem_sxxa_websites-context-root/wcm/idc/groups/public/@global/@imaging/@angio/documents/image/mdax/odi5/~edisp/ax_02_artis_zee_flexible_floor-00882725/~renditions/ax_02_artis_zee_flexible_floor-00882725~10.jpg abgerufen am 26.11.2014.
- [2] Siemens AG Pressereferat Healthcare. SOMATOM Definition AS. Website. [url="http://www.healthcare.siemens.de/siemens_hwem-hwem_sxxa_websites-context-root/wcm/idc/groups/public/@global/@imaging/@ct/documents/image/mday/mjm0/~edisp/ct-scanner_somatom-definition-as-01174981/~renditions/ct-scanner_somatom-definition-as-01174981~10.jpg](http://www.healthcare.siemens.de/siemens_hwem-hwem_sxxa_websites-context-root/wcm/idc/groups/public/@global/@imaging/@ct/documents/image/mday/mjm0/~edisp/ct-scanner_somatom-definition-as-01174981/~renditions/ct-scanner_somatom-definition-as-01174981~10.jpg) abgerufen am 26.11.2014.
- [3] Flavia Mancini. Optimierung der 3D-Bildqualität bei Computertomographie mit C-Bogen Röntgensystemen im Kopfbereich. Bachelorthesis, Technische Hochschule Nürnberg Georg Simon Ohm, Februar 2014.
- [4] Röntgenröhre. Website. <http://de.wikipedia.org/wiki/R%C3%B6ntgenr%C3%B6hre#mediaviewer/File:Roentgen-Roehre.svg> abgerufen am 24.12.2014.
- [5] Olaf Dössel. *Bildgebende Verfahren in der Medizin*. Springer, 1 edition, 2000.
- [6] Thorsten M. Buzug. *Einführung in die Computertomographie*. Springer, 2005.
- [7] Röntgenbremsspektrum. Website. http://www.techniklexikon.net/images/b1711_bremsstrahlung.gif abgerufen am 26.11.2014.
- [8] Zhicong Yu et. al. Simulation tools for two-dimensional experiments in x-ray computed tomography using the FORBILD head phantom. 57(13).
- [9] Willi A. Kalender. *Computed Tomography*. Publicis Publishing, 3 edition, 2011.
- [10] Jiang Hsieh et. al. An iterative approach to the beam hardening correction in cone beam ct. 27(1).

-
- [11] Peter M. Joseph and Christopher Ruth. A method for simultaneous correction of spectrum hardening artifacts in ct images containing both bone and iodine. 24(10).
- [12] Yiannis Kyriakou et. al. Empirical beam hardening correction (ebhc) for ct. 37(10).
- [13] Maryam Khalid Alarfaj. A comparative study of two methods for the correction of beam hardening artifacts in X-ray computed tomography. Masterthesis, Oregon State University, Dezember 2012.
- [14] Michael Krumm. Korrektur von Nichtlinearitäten des Abbildungssystems bei der Computertomographie von heterogenen Objekten. Dissertation, Technischen Universität Ilmenau, Mai 2011.
- [15] Maximilian Reiser et al. *Duale Reihe - Radiologie*. Thieme, 3 edition, 2011.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen Menschen bedanken, die mich bei der Erstellung dieser Abschlussarbeit und in meinem Studium unterstützt haben.

Mein ganz besonderer Dank gilt Dr. Holger Kunze, meinem Betreuer bei Siemens Healthcare, der stets ein offenes Ohr für mich und meine Fragen hatte und mir viele wichtige Hinweise zur Erstellung dieser Arbeit gab. Weiterhin möchte ich mich bei allen Mitarbeitern der Abteilung H IM AX R & D APP für die freundliche Unterstützung und das zu jeder Zeit angenehme Arbeitsklima bedanken.

Mein Dank gilt auch meiner Betreuerin an der Hochschule für Angewandte Wissenschaften Hamburg, Prof. Dr. Annabella Rauscher-Scheibe, für die Unterstützung bei der Erstellung dieser Abschlussarbeit.

Mein besonderer Dank gilt Christoph Luderer, der sich während des gesamten Studiums um all unsere Belange gekümmert, sich ständig für uns eingesetzt hat und für unsere Probleme immer eine Lösung wusste.

An dieser Stelle nicht unerwähnt bleiben soll die Abteilung RC-DE H NORD CS ohne deren Unterstützung die Bachelorarbeit in dieser Form nicht hätte entstehen können.

Außerdem möchte ich ganz besonders meiner Familie danken, die mich in jeder Phase meines Studiums bedingungslos unterstützt hat.

Versicherung über die Selbstständigkeit

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit im Sinne der Prüfungsordnung nach §16(5) APSO-TI-BM ohne fremde Hilfe selbstständig verfasst und nur die angegebenen Hilfsmittel benutzt habe. Wörtlich oder dem Sinn nach aus anderen Werken entnommene Stellen habe ich unter Angabe der Quellen kenntlich gemacht.

Hamburg, 20.01.2015

Ort, Datum

Unterschrift

Fabian-Alexander Schlicht