

---

# Dual-Energy CT: Physikalische Modelle und Anwendungen

Martin Ulrich Sedlmair

---



München 2009

Aus dem Institut für Klinische Radiologie  
der Ludwig-Maximilians-Universität München

Direktor: Prof. Dr.med. Dr.h.c. Maximilian Reiser, FACR, FRCR

---

# Dual-Energy CT: Physikalische Modelle und Anwendungen

---

Dissertation  
zum Erwerb des Doktorgrades der Humanbiologie  
an der Medizinischen Fakultät der  
Ludwig-Maximilians-Universität zu München

vorgelegt von  
Martin Ulrich Sedlmair  
aus München

München 2009

**Mit Genehmigung der Medizinischen Fakultät  
der Universität München**

**Berichterstatter:** Prof. Dr. Hans-Christoph Becker  
**2. Berichterstatter:** Prof. Dr. Dr. Jürgen Kleinschmidt  
**Mitberichterstatter:** Prof. Dr. Jürgen Behr  
Priv. Doz. Dr. Rainald Fischer

**Dekan:** Prof. Dr.med. Dr.h.c. M. Reiser, FACR FRCR

**Tag der mündlichen  
Prüfung:** 26.10.2009



# Danksagung

Zuallererst möchte ich mich sehr herzlich bei Herrn Prof. Dr. Dr. h.c. Maximilian Reiser, dem Leiter des Instituts für Klinische Radiologie der Ludwig-Maximilians-Universität in München bedanken, der mir diese Arbeit an seinem Institut ermöglichte.

Weiterhin möchte ich mich bei meinem Betreuer Herrn PD. Dr. med. Hans-Christoph Becker am Klinikum Großhadern bedanken, der durch seine Initiative die Kooperation und Durchführung meiner Dissertation bei Siemens Healthcare ermöglichte und durch sein stetes Interesse den Fortgang meiner Arbeit unterstützte.

Zudem möchte ich bei Herrn Dr. med. Thorsten Johnson und Dr. med. Anno Graser bedanken, die mir während meiner gesamten Arbeit bei medizinischen Fragestellungen immer hilfreich zur Seite standen und mit neuen Ideen und Anregungen den medizinischen Aspekt meiner Arbeit gewinnbringend verbesserten.

Dem Leiter der Abteilung CTE PA Dr. Thomas Flohr möchte ich danken, dass er mir die Arbeit bei Siemens Healthcare ermöglichte. Bei meinen Kollegen Dr. Christoph Süss, Dr. Bernhard Schmidt, Dr. Bernhard Krauss sowie allen Mitarbeitern der Abteilung CTE PA bei Siemens Healthcare möchte ich mich für ihre ausdauernde Geduld bei physikalischen Fragen in Bezug auf Strahlenphysik und CT-Technologie sehr herzlich danken.

Meinen Mitdotorandinnen und -dotoranden Anja Borsdorf, Holger Kunze, Harald Schöndube, Ulrike Haberland und Philip Stenner möchte ich für das stets gute Arbeitsklima und die freundliche und offene Atmosphäre bedanken, sowie ihre hervorragenden Ausführungen zu meinen Fragen zur Bildrekonstruktion.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>xi</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>xiii</b>
<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Physikalische Grundlagen</b>	<b>5</b>
1.1 Erzeugung von Röntgenstrahlung . . . . .	5
1.1.1 Glühemission von Elektronen . . . . .	7
1.1.2 Bremsstrahlung . . . . .	8
1.1.3 Charakteristische Röntgenstrahlung . . . . .	10
1.2 Absorptions- und Streuprozesse . . . . .	10
1.2.1 Rayleigheffekt . . . . .	12
1.2.2 Photoeffekt . . . . .	12
1.2.3 Comptoneffekt . . . . .	14
1.3 Linearer Massenschwächungskoeffizient . . . . .	16
1.3.1 Lambert-Beer-Gleichung . . . . .	18
1.3.2 Zerlegung in Photo- und Comptoneffekt . . . . .	20
1.3.3 Zerlegung in Basismaterialien . . . . .	21
1.3.4 CT-Werte . . . . .	22
1.4 Effektive Ordnungszahl . . . . .	24
1.5 Elektronendichte . . . . .	24
<b>2 Dual-Energy Grundlagen</b>	<b>27</b>
2.1 Technik . . . . .	29
2.1.1 Dual-Source CT . . . . .	30
2.1.2 KV-Switchung . . . . .	31
2.1.3 False-Dual-Energy . . . . .	32
2.2 Theorie . . . . .	35

2.2.1	Darstellung von Dual-Energy-Messdaten . . . . .	37
2.2.2	Bestimmung optimaler Dual-Energy Energien . . . . .	40
2.2.3	Bestimmung der optimalen Dual-Energy Dosis . . . . .	49
2.2.4	Einfluß der Patientendicke auf das Bildrauschen . . . . .	68
2.2.5	Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse . . . . .	77
2.3	Pre-Processing Methoden . . . . .	78
2.4	Post-Processing Methoden . . . . .	81
2.4.1	Mittelwertbild . . . . .	81
2.4.2	Kontrast-zu-Rausch optimiertes Mittelwertbild . . . . .	82
2.4.3	Differenzbild . . . . .	86
2.4.4	Quotientenbild . . . . .	87
2.4.5	Dual-Energy Index . . . . .	88
2.4.6	Material-Zerlegung . . . . .	93
2.4.7	Virtuelle Energiebilder . . . . .	96
<b>3</b>	<b>Anwendungen von Dual-Energy CT</b>	<b>105</b>
3.1	Verbesserung der Kontrastmittelperformance . . . . .	106
3.1.1	Messung des Dual-Energy-Index . . . . .	108
3.1.2	Tierversuche . . . . .	108
3.1.3	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	113
3.2	Trennung von Knochen und Iod . . . . .	114
3.2.1	Maske zur Abtrennung des inneren Messfeldes . . . . .	116
3.2.2	Dual-Energy Bone-Removal . . . . .	117
3.2.3	Entfernung spongiöser Knochenstrukturen . . . . .	121
3.2.4	Plaque-Segmentierung . . . . .	130
3.2.5	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	135
3.3	Messungen von Silikaten . . . . .	135
3.3.1	In-vitro Messungen . . . . .	137
3.3.2	In-vivo Messungen . . . . .	138
3.3.3	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	141
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>145</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>151</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>167</b>

# Abbildungsverzeichnis

1	Verteilung der Bildgebungsmodalitäten . . . . .	2
2	Schematische Darstellung der Dual-Source Konfiguration . . . . .	3
3	Separation von Knochen und Iod . . . . .	4
1.1	Prinzipieller Aufbau der Röntgenröhre . . . . .	7
1.2	Spektren für eine Wolframanode . . . . .	9
1.3	Charakteristische Röntgenstrahlung . . . . .	11
1.4	Rayleighstreuung . . . . .	13
1.5	Photoeffekt . . . . .	15
1.6	Comptoneffekt . . . . .	17
1.7	Schwächungsgesetz . . . . .	19
1.8	Zusammengesetzter Schwächungskoeffizient . . . . .	22
2.1	Aufbau eines True-Dual-Energy CT . . . . .	32
2.2	Aufbau eines KV-Switching-Systems . . . . .	33
2.3	Aufbau eines Sandwichdetektor-Systems . . . . .	34
2.4	Aufbau eines Split-Filter Detektorsystems . . . . .	35
2.5	Darstellung von Dual-Energy Messwerten . . . . .	37
2.6	Charakteristische Darstellung verschiedener Körperbereiche . . . . .	39
2.7	l/h-Darstellung der Messwerte eines Thorax . . . . .	40
2.8	Absorptionskoeffizienten für Wasser und Iod . . . . .	42
2.9	Austrittsspektren für 4 Energien. Simulation frei Luft . . . . .	43
2.10	Effektive Energien im Wasserphantom . . . . .	45
2.11	Effektive Energien für eine 50mmol/l Iod-/Wassermischung . . . . .	46
2.12	Effektive Energien für kortikalen Knochen . . . . .	46
2.13	ROI Messbereiche zur optimalen Dosisbestimmung . . . . .	52
2.14	20cm zylindrisches Wasserphantom, gefenstert mit Standardeinstellungen. . . . .	53

2.15	20cm zylindrisches Wasserphantom, (a) Rauschen zentral gemessen, (b) Rauschen peripher, gemittelt über vier ROI-Bereiche. . . . .	54
2.16	30cm zylindrisches Wasserphantom, gefenstert mit Standardeinstellungen. . . . .	55
2.17	30cm zylindrisches Wasserphantom, (a) Rauschen zentral gemessen, (b) Rauschen peripher, gemittelt über vier ROI-Bereiche. . . . .	56
2.18	40cm zylindrisches Wasserphantom, gefenstert mit Standardeinstellungen. . . . .	57
2.19	40cm zylindrisches Wasserphantom, (a) Rauschen zentral gemessen, (b) Rauschen peripher, gemittelt über vier ROI-Bereiche. . . . .	58
2.20	19cm elliptisches Wasserphantom, gefenstert mit Standardeinstellungen.	59
2.21	19cm elliptisches Wasserphantom, (a) Rauschen zentral gemessen, (b) Rauschen peripher, gemittelt über vier ROI-Bereiche. . . . .	60
2.22	26cm elliptisches Wasserphantom, gefenstert mit Standardeinstellungen.	61
2.23	26cm elliptisches Wasserphantom, (a) Rauschen zentral gemessen, (b) Rauschen peripher, gemittelt über vier ROI-Bereiche. . . . .	62
2.24	34cm elliptisches Wasserphantom, gefenstert mit Standardeinstellungen.	63
2.25	34cm elliptisches Wasserphantom, (a) Rauschen zentral gemessen, (b) Rauschen peripher, gemittelt über vier ROI-Bereiche. . . . .	64
2.26	20cm zylindrisches Kopfphantom, gefenstert mit Standardeinstellungen.	65
2.27	20cm zylindrisches Kopfphantom, (a) Rauschen zentral gemessen, (b) Rauschen peripher, gemittelt über vier ROI-Bereiche. . . . .	67
2.28	20cm zylindrisches Wasserphantom, Rausch-Quotient $\gamma$ . . . . .	69
2.29	30cm zylindrisches Wasserphantom, Rausch-Quotient $\gamma$ . . . . .	70
2.30	40cm zylindrisches Wasserphantom, Rausch-Quotient $\gamma$ . . . . .	71
2.31	20cm zylindrisches Kopfphantom, Rausch-Quotient $\gamma$ . . . . .	72
2.32	19cm elliptisches Wasserphantom, Rausch-Quotient $\gamma$ . . . . .	74
2.33	26cm elliptisches Wasserphantom, Rausch-Quotient $\gamma$ . . . . .	75
2.34	34cm elliptisches Wasserphantom, Rausch-Quotient $\gamma$ . . . . .	76
2.35	Preprocessing-Methoden im Rohdatenraum . . . . .	79
2.36	Vereinfachte Darstellung der Rohdaten-basierten Materialzerlegung . . . . .	80
2.37	Dual-Energy Trennbarkeit . . . . .	89
2.38	Dual-Energy-Index für verschiedene Materialien . . . . .	91
2.39	2-Material-Zerlegung . . . . .	95
2.40	3-Material-Zerlegungs Dreieck . . . . .	97
2.41	Material-Zerlegung . . . . .	98
3.1	Verschiedene Kontrastmittel (Phantomstudien) . . . . .	109

---

3.2	Kontrastmittel Iod . . . . .	111
3.3	Kontrastmittel Lanthan . . . . .	112
3.4	Binäre Maske zur Abtrennung des inneres Messfeldes . . . . .	118
3.5	Blockdiagramm des Bone-Removal Algorithmus . . . . .	122
3.6	Artefakte bei reinem Dual-Energy Bone-Removal . . . . .	123
3.7	Anordnung des Chain-Code bei 8er-Nachbarschaft (links) und bei 4er-Nachbarschaft (rechts). . . . .	125
3.8	Umrandung von Knochenbereichen . . . . .	127
3.9	Verknüpfung zusammengehöriger Knochenelemente . . . . .	128
3.10	Entfernung spongiöser Knochenstrukturen . . . . .	129
3.11	2D-Musterfunktionen (Region-Labeling) . . . . .	131
3.12	3D-Musterfunktionen (Region-Labeling) . . . . .	132
3.13	Mögliche Nachbarschaften: 3D-Region-Labeling . . . . .	133
3.14	Plaque-Kriterien mit angrenzendem Iod . . . . .	134
3.15	In-vitro Messungen von Glimmer- und Öl-Mischungen . . . . .	139
3.16	In-vitro Messungen von Glimmer- und Öl-Mischungen (interpoliert) . . . . .	140
3.17	In-vivo Messungen von Glimmer und Kalzium . . . . .	142
3.18	In-vitro Messungen von Glimmer und Kalzium (interpoliert) . . . . .	143



# Tabellenverzeichnis

1.1	Effektive Ordnungszahlen und Dichten verschiedener Materialien . . .	25
2.1	Nominelle und effektive Energien der Röntgenspektren . . . . .	43
2.2	Spektrendifferenz für verschiedene Energien . . . . .	47
2.3	Rauschen verschiedener Wasserphantome . . . . .	66
2.4	Einfluss der Materialdicke auf den Rausch-Quotienten . . . . .	74
2.5	DEI-Messungen . . . . .	93
3.1	Untersuchte Elemente für Kontrastmittel . . . . .	107
3.2	Dual-Energy optimierte Kontrastmittel . . . . .	110



# Einleitung

Die Computertomographie (CT) ist ein bedeutendes nichtinvasives bildgebendes Instrument der medizinischen Diagnostik und der interventionellen Radiologie. Seit der Entwicklung durch G. Hounsfield (1973) [53, 150] hat die CT zunehmend an Bedeutung gewonnen und trotz neuerer Bildgebungsmodalitäten (MR, Ultraschall) einen hohen Stellenwert in der medizinischen Bildgebung (Abb. 1). Allein in Einrichtungen der USA stieg die Zahl der jährlichen CT-Untersuchungen von ca 3,6 Millionen (1980) auf 33 Millionen Patienten (1998) [72]. Schätzungsweise werden heutzutage jährlich 62 Millionen (2007) CT-Untersuchungen in den USA durchgeführt [15].

Trotz der nicht zu vernachlässigenden Strahlenbelastung des Patienten und der möglichen Belastungen des klinischen Personals während einer Untersuchung, können viele Fragestellungen nur mit Hilfe der Computertomographie geklärt werden, da die CT in zeitlicher und räumlicher Auflösung anderen Modalitäten weit überlegen ist. So können Knochen bzw. calciumhaltige Strukturen aufgrund ihrer atomaren Zusammensetzung nur mit Hilfe von Röntgenstrahlung sichtbar gemacht und Läsionen an diesen Strukturen (z. B. Knochenbrüche, Osteoporose, Osteosarkome) nur mit Hilfe der räumlichen Auflösung der Computertomographie adäquat dargestellt werden. Auch die Feinstrukturen der Lunge mit ihren Bronchialbäumen und Verästelungen sind nur aufgrund der guten Ortsauflösung darstellbar.

Viele Entwicklungen in jüngerer Zeit dienten der Verbesserung der Mechanik sowie der Elektronik der CT-Geräte [82], um z. B. einen kontinuierlichen Tischvorschub während einer Aufnahme sowie eine höhere Rotationszeit zu ermöglichen. Diese Entwicklungen resultierten in der sogenannten Spiral-CT [71], welche eine kürzere Akquisitionszeit unter gleichzeitiger Verringerung der Patientendosis erlaubt. Insbesondere die Einführung der Mehrschicht-CT [79] und dedizierter Cardioanwendungen [19] sicherte der Computertomographie ihren Platz in der medizinischen Bildgebung.

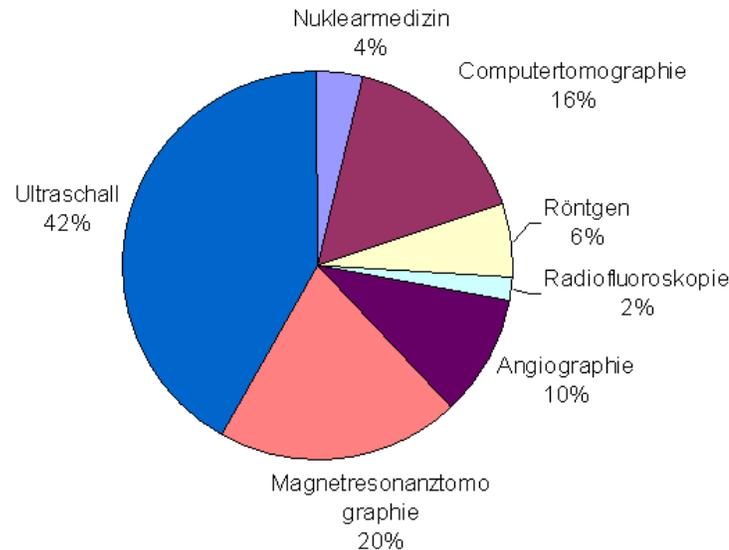


Abbildung 1: Verteilung der einzelnen Modalitäten in der medizinischen Bildgebung [157].

Seit Ende 2005 steht dem Radiologen eine weitere technische Neuerung des CT-Gerätes, der Firma Siemens mit der Produktbezeichnung Somatom Definition DS, zur Verfügung (Abb. 2). Die bisherige Konfiguration der Gantry wurde dabei um eine zweite Strahlenquelle und um einen zweiten Detektor ergänzt, welche in der Gantry um  $90^\circ$  zur bisherigen Anordnung versetzt liegen (Dual-Source). Der Vorteil dieser Konfiguration ist die verbesserte Akquisitionszeit. Somit lassen sich Echtzeitaufnahmen des schlagenden Herzens beinahe ohne Bewegungsartefakte durchführen.

Weiterhin können die Röhren mit unterschiedlichen Spannungen betrieben werden (Dual-Energy). In diesem Modus erfolgt die Akquisition einer Schicht zwar mit einer halben Umdrehung, doch resultieren aus diesem Modus zwei Dual-Energy Volumina. Durch geeignete Verarbeitungsmethoden können dabei erweiterte Informationen über die Zusammensetzung von Gewebe [37] ermittelt, pathologische Strukturen und Läsionen besser visualisiert, sowie in-vivo Knochendichtemessungen [146, 68] vorgenommen werden. Eine Hauptanwendung der Dual-Energy Technik ist dabei die Durchführung von CT-gesteuerten Angiographien, die aus der Untersuchung von Dual-Energy Messwerten Kontrastmittel von Knochen trennen können

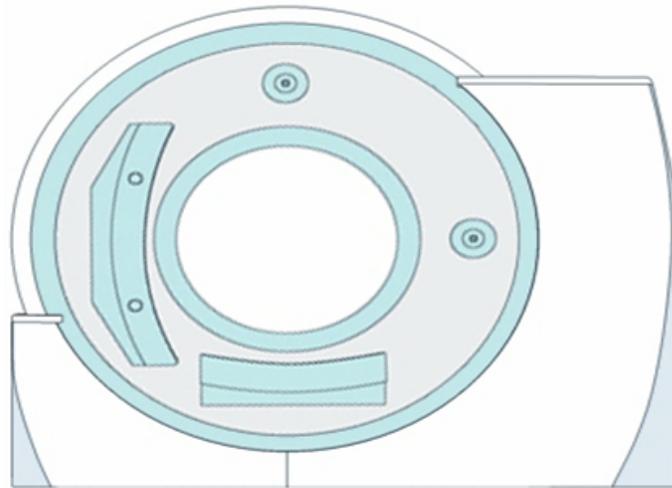


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Dual-Source Konfiguration. Die beiden Röntgenröhren liegen um  $90^\circ$  versetzt, während die Detektoren auf den jeweils gegenüberliegenden Seiten angebracht sind.

[61].

Diese Arbeit soll neue Ansätze und Methoden der Dual-Energy CT untersuchen, sowie Ergebnisse aus früheren Arbeiten neu beleuchten. Der Schwerpunkt lag dabei auf den Anwendungen, die zum einen aus bereits erarbeiteten Grundlagen [91, 87, 89, 6], zum anderen aus den in dieser Arbeit entwickelten Methoden hervorgingen. Insbesondere lag aufgrund der hervorragenden Dual-Energy Eigenschaften von iodhaltigem Kontrastmittel (siehe Abschnitt 3.2) der Fokus auf einer automatischen Separation von Knochen und Iod für Angiographien (siehe Abb. 3), sowie der Verbesserung und Analyse energieselektiver Kontrastmittel, die speziell bei Dual-Energy einen besseren Kontrast aufweisen. Ein weiterer Schwerpunkt lag auf der Auswertung von silikathaltigen Ansammlungen in den Bronchien bzw. Alveolen. Dies ist insofern ein interessanter Aspekt, da durch die Unterscheidung von silikat- bzw. kalziumhaltigen Strukturen arbeitsrechtliche Ansprüche seitens des betroffenen Arbeitnehmers gelten gemacht werden können, ohne dabei auf kostenintensive und invasive Verfahren zurückgreifen zu müssen.

In *Kapitel 1* werden zunächst die physikalischen und mathematischen Grundlagen der Strahlenphysik in Bezug auf die Anwendung in der Computertomographie

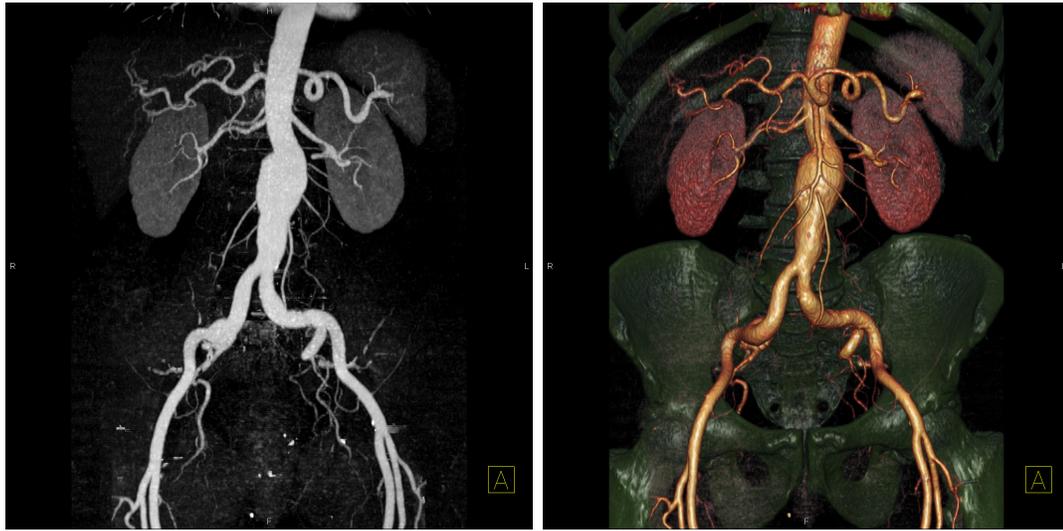


Abbildung 3: Separation von Iod und Knochen mit Hilfe einer Dual-Energy Akquisition unter Ausnutzung der Energieabhängigkeit der Schwächungskoeffizienten.

dargestellt. Diese Grundlagen sind in den darauf folgenden Kapiteln für die Erläuterungen der Dual-Energy Physik relevant. *Kapitel 2* leitet auf die Grundlagen der in der Dual-Energy Technik verwendeten Aufnahmegeometrien und Verfahren über. Ausserdem werden post-processing Methoden, die in dieser Arbeit entwickelt und untersucht wurden, erläutert. *Kapitel 3* zeigt schließlich die Anwendungen aus den dargestellten physikalischen Grundlagen aus Kapitel 1 und Kapitel 2 auf und stellt die in dieser Arbeit entwickelten Algorithmen anhand praktischer Fragestellungen dar.

# Kapitel 1

## Physikalische Grundlagen

Dieses einleitende Kapitel soll vornehmlich dazu dienen, die physikalisch-mathematischen Grundlagen und Modelle der Computertomographie darzustellen. Dabei wird im ersten Teil die Erzeugung von Röntgenstrahlen durch Emission von Elektronen aus einer Glühkathode, die Beschleunigung der Elektronen in der Vakuumröhre, sowie die Abbremsung und Absorption der Elektronen und die damit verbundene Emission von Photonen im Anodenmaterial dargestellt. Anschließend werden die für die Bildgebung interessanten Aspekte der Absorptions- und Streuprozesse der Röntgenstrahlung bei der Durchdringung von Materialien beschrieben. Diese Grundlagen sollen vor allem dazu dienen, die im späteren für Dual-Energy relevanten physikalischen Eigenschaften und Prozesse zu erläutern und die in den einzelnen Abschnitten verwendeten physikalischen Zusammenhänge verständlich zu machen. Weitergehende Informationen zur Erzeugung von Röntgenstrahlen, sowie die Stoß-, Streu- und Absorptionsprozesse finden sich in ausgiebiger Literatur [20, 17, 8, 93, 107, 27, 46, 23, 36].

### 1.1 Erzeugung von Röntgenstrahlung

Röntgenstrahlung<sup>1</sup> entsteht in einer hochevakuierten Vakuumröhre ( $< 10^{-5}$  mbar , um Wechselwirkung der Elektronen mit Luftteilchen zu vermeiden), wenn Elektronen aus einer Kathode durch Glühemission ausgelöst werden und mit hoher Beschleunigungsspannung  $U_A$  (in Richtung Anode) die Atome des Targetmaterials ionisieren bzw. im Coulombfeld des Anodenmaterials abgebremst werden [127]. Da ein großer

---

<sup>1</sup>Die Unterscheidung zwischen Röntgenstrahlung (engl. X-Ray) und Gammastrahlung wird durch die Art ihrer Entstehung charakterisiert. Während Gammastrahlung auf natürliche Weise durch Kernzerfallsprozesse entsteht.

Prozentsatz (ca. 98–99 %) der kinetischen Energie der Elektronen in Wärme umgesetzt und eine hohe Anforderung an die erzeugte Strahlenqualität und -quantität gestellt wird, muss das Anodenmaterial folgenden Ansprüchen genügen:

- hohe Ordnungszahl  $Z$
- hohe Schmelztemperatur  $T_{max}$
- hohe Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$

Aus den genannten Anforderungen entscheidet man sich in der Computertomographie häufig für Wolfram  $W$ , da es durch seine besonderen Eigenschaften (hohe Schmelztemperatur bei ca. 3410 °C, hohe Hitzeaufnahme- und Hitzeableitfähigkeit, gute Strahlenqualität) am besten für Fest- und Drehanoden geeignet ist. Medizinische Röntgenröhren bestehen in der Praxis oftmals aus einer Wolframlegierung (CT) oder einer Molybdänlegierung (Mammographie). Zudem liefert Wolfram ein besseres Bremsstrahlungsspektrum als Elemente mit geringeren Ordnungszahlen. Eine Legierung von 10 % Rhenium und 90 % Wolfram im Anodenfokus liefert eine zusätzliche Widerstandsfähigkeit gegen Oberflächenzerstörung. Molybdän als Trägermaterial liefert eine bessere Wärmeleitfähigkeit. Zusätzlich wird der Anodenteller oft mit Graphit verstärkt [36]. Die kinetische Energie  $E$  der emittierten Elektronen mit der Elementarladung  $e$ , die in einem elektrischen Feld mit der Spannung  $U_A$  beschleunigt werden, beträgt (Gln. 1.1).

$$E = e \cdot U_A \quad (1.1)$$

Die Energie der Elektronen wird in Elektronenvolt<sup>2</sup> (eV) angegeben. Die beschleunigten Elektronen werden im Coulombfeld der Atome des Anodenmaterials abgebremst und verlieren dabei an kinetischer Energie. Dieser Energieverlust wird in Form von kontinuierlicher elektromagnetischer Strahlung emittiert (Röntgenbremsstrahlung). Weiterhin können die Elektronen die inneren Schalen der Atome des Anodenmaterials ionisieren, dabei entsteht charakteristische Strahlung. Der Wirkungsgrad der Umwandlung der kinetischen Energie in Strahlungsenergie ist äußerst gering (ca. 98–99 % werden in thermische Energie und nur ca. 1–2 % in nutzbare Photonenenergie umgewandelt). Deshalb ist eine ständige Kühlung der Röntgenröhre durch Luft, Wasser oder Öl notwendig. Die maximale Energie der Photonen entspricht dabei der maximalen kinetischen Energie der Elektronen. Bemerkenswert hierbei ist, dass die Höhe der Photonenenergie die Durchdringungsfähigkeit

---

<sup>2</sup>Energie eines Elektrons mit der Elementarladung  $e$  beim Durchlauf einer Spannung von 1 V

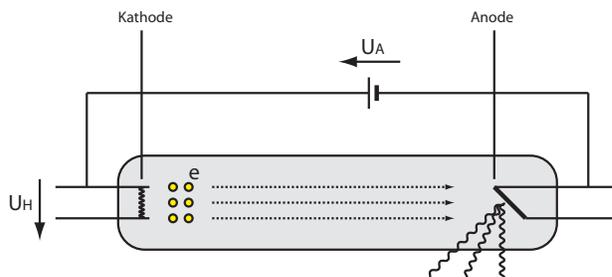


Abbildung 1.1: Prinzipieller Aufbau der Röntgenröhre

von Material und Gewebe bestimmt. Das bedeutet, dass mit steigender Energie, die Wahrscheinlichkeit einer Interaktion eines Photons mit einem Atom steigt. In den resultierenden CT-Bildern zeichnet sich dieser Sachverhalt durch Variation des Bildpunktrauschens, sowie des Kontrastes aus. Photonen mit hoher Energie werden in diesem Zusammenhang auch als harte Strahlung, Photonen mit niedriger Energie als weiche Strahlung bezeichnet [36]. Abbildung 1.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau der Röntgenröhre.

Durch Variation des Heizstroms ist es möglich die Anzahl der aus der Kathode emittierten Elektronen zu erhöhen. Dies führt jedoch zu einer höheren Dosisbelastung des Patienten, erhöht aber das Signal-zu-Rausch Verhältnis und verbessert somit die Bildqualität [134]. Deshalb ist individuell für jeden Patienten aufgrund von Patientendicke und anderer Parameter zu entscheiden, welche Dosis für eine optimale Bildqualität und Diagnose erforderlich ist.

### 1.1.1 Glühemission von Elektronen

Analog zur Glühbirne treten beim Anlegen einer Heizspannung  $U_H$  eines elektrischen Leiters Elektronen durch den thermoelektrischen Effekt aus dem verwendeten Kathodenmaterial aus. Als Material für die Kathode wird ebenso wie beim Anodenmaterial häufig Wolfram verwendet, da es durch die geringe Austrittsarbeit  $W_A$  sowie seine hohe Schmelztemperatur als Kathode sehr gut geeignet ist (Gln. 1.2):

$$W_A = e \cdot U_H \quad (1.2)$$

Die resultierende Stromdichte<sup>3</sup>  $j$ , welche an der Kathode bei einer definierten Temperatur  $T$  entsteht, kann durch die Richardson-Gleichung (Gln. 1.3) berechnet werden.  $T$  bezeichnet die Temperatur der Kathode in Kelvin:

$$j = AT^2 \exp\left(\frac{W_A}{kT}\right) \quad (1.3)$$

Der Elektronenstrom der von der Kathode zur Anode in einem Zeitintervall fließt, wird als Strom-Zeit-Produkt bezeichnet. Dieser Wert bestimmt maßgeblich die Dosisbelastung des Patienten und wird in der Einheit mAs (Milliamperere pro Sekunde) angegeben. Mit der Elementarladung  $e = 1,6022 \cdot 10^{-19}$  C, ergibt sich bei einem Zeitintervall von einer Sekunde ein Strom von 0,16022 fA.

### 1.1.2 Bremsstrahlung

Die beschleunigten Elektronen werden, sobald sie in den Wirkungsbereich der Anode kommen (die Elektronen durchdringen hierbei die Elektronenhülle der Atome des Anodenmaterials), im Coulombfeld des Anodenmaterials abgebremst und gestreut. Dabei wird der Energieverlust des Elektrons in Strahlung transformiert (Bremsstrahlung). Der Energieverlust  $dE$  des Elektrons pro zurückgelegter Wegstrecke  $dx$  läßt sich mit der Bethe-Bloch-Gleichung (Gln. 1.4) formulieren. Der Weg, den das Photon zurücklegt, ohne dabei an Energie zu verlieren, wird als mittlere freie Weglänge bezeichnet.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A Z^2 e^4}{mv^2} \cdot \frac{Z}{A} \left[ \ln\left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 \right] \quad (1.4)$$

$m$  ist dabei die Elektronenmasse,  $Z$  und  $A$  die Kernladungszahl bzw. Massenzahl des absorbierenden Mediums,  $v$  die Geschwindigkeit des einfliegenden Objekts ( $\beta = v/c$ , wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit ist).  $x$  gibt die Dicke der durchquerten Schicht in  $\text{kg}/\text{m}^3$  an und  $I$  ist das effektive Ionisierungspotential gemittelt über alle Elektronen des Kerns (etwa  $10Z$ , wobei  $Z$  die Ordnungszahl des Anodenmaterials bezeichnet).

Die Abbremsung kann in verschiedenen kontinuierlichen Abständen zum positiv geladenen Kern des Anodenmaterials erfolgen. Daraus resultiert ein kontinuierliches Bremsstrahlungsspektrum (Abb. 1.2), welches abhängig von der kinetischen Energie

---

<sup>3</sup>[j] =  $\text{Am}^{-2}$ , wobei  $W_A$  eine materialbezogene Konstante (Wolfram: 4,5 eV) ist

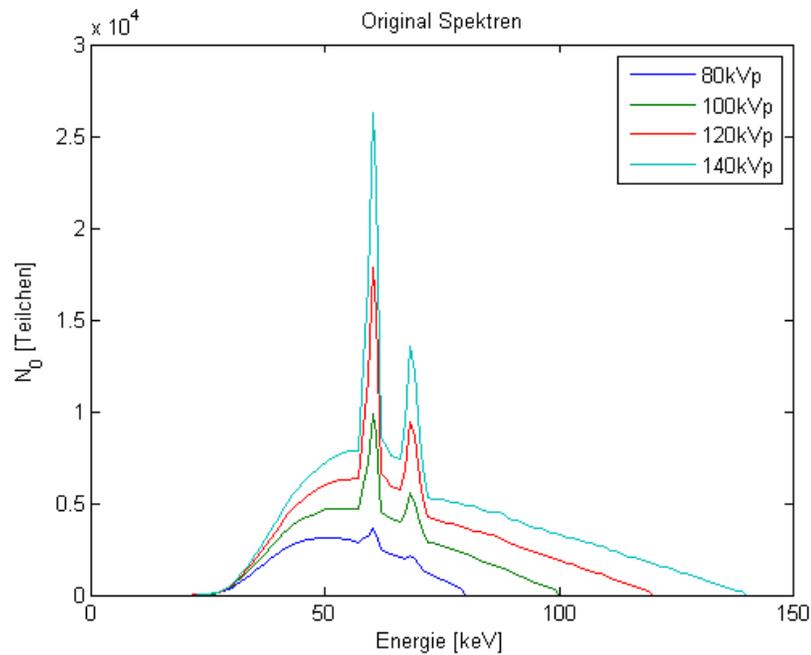


Abbildung 1.2: Spektren für die vier Energien (80 kV , 100 kV , 120 kV und 140 kV ) einer Wolframanode. Die Simulation wurde ohne zwischengeschalteten Absorber frei Luft durchgeführt. Das kontinuierliche Bremsstrahlungsspektrum ist gut zu erkennen. Die maximale Energie der erzeugten Photonenstrahlung entspricht der maximalen Energie der Elektronen. Die Spitzen im Schwerpunkt des Spektrums zeigen die charakteristische Strahlung.

der Elektronen, vom verwendeten Anodenmaterial und von der Flugbahn des Elektrons ist. Die resultierende Photonenenergie kann dann mit Hilfe von Gln. 1.5 und Gln. 1.1 berechnet werden:

$$E = h \cdot \nu = e \cdot U_A \quad (1.5)$$

Mit der Einsteinschen Beziehung  $c = \lambda \cdot \nu = \text{const}$  läßt sich die Energie der Photonen als auch als Wellenlänge  $\lambda$  ausdrücken.

Das beschleunigte Elektron kann aber auch direkt den Kern des Anodenmaterials treffen und wird durch diesen Stoß abrupt abgebremst. Dabei wird die gesamte kinetische Energie des Elektrons als Röntgenquant abgegeben. Sie ist besonders wahrscheinlich bei schweren Kernen, bei denen die Kräfte bei der Annäherung groß sind. Die maximale Photonenenergie läßt sich das durch das das Duane-Huntsche-Gesetz errechnen (Gln. 1.6), die sich unmittelbar aus den obigen Gleichungen ergibt:

$$\nu_{max} = \frac{e \cdot U_A}{h} \quad (1.6)$$

### 1.1.3 Charakteristische Röntgenstrahlung

Im Gegensatz zur Röntgenbremsstrahlung tritt die charakteristische Röntgenstrahlung nicht als kontinuierliches Spektrum, sondern in bestimmten, für das Anodenmaterial charakteristischen Linienspektren, auf. Sie entsteht, wenn die beschleunigten Elektronen das Coulombfeld des Atoms ungehindert ohne Abbremsung durchdringen und die inneren Schalen des Atoms ionisieren. Die Ionisierung findet vor allem in den inneren Schalen statt (K-Schale), kann aber auch auf weiter außen liegenden Schalen erfolgen (Abb. 1.3a). Das daraufhin entstehende Loch der ionisierten Schale wird von den Elektronen der weiter außen liegenden Schalen aufgefüllt. Diese geben dabei eine ihrer Schale entsprechende Energie ab (Abb. 1.3b). Die in Form von Photonen frei werdende Energie ist charakteristisch für das jeweilige Atom und kann für die  $K_\alpha$ -Linien mit dem Moseley'schen Gesetz berechnet werden. Je näher dabei die kinetische Energie des eintreffenden Elektrons der Bindungsenergie des Hüllenelektrons ist, umso wahrscheinlicher wird das Anodenmaterial ionisiert [93].

## 1.2 Absorptions- und Streuprozesse

Die für die Bildgebung in der CT maßgeblichen Effekte sind die Streu- und Absorptionsprozesse der Röntgenquanten bei der Durchdringung des durchstrahlten Materials. Als Absorptionsprozess im Energiebereich der Röntgenstrahlen findet in der

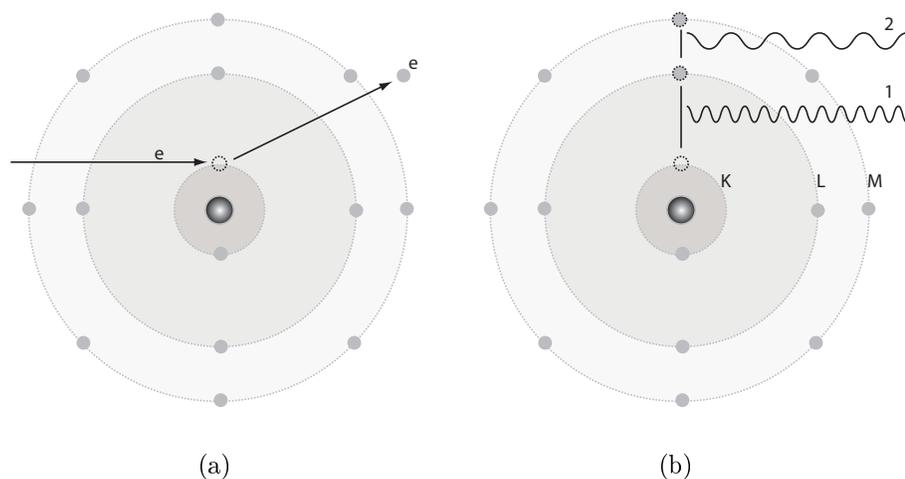


Abbildung 1.3: Entstehung der charakteristischen Röntgenstrahlung. (a) Das einfallende Elektron schlägt das Elektron der innersten Schale (K-Schale) aus dem Elektronenverbund. (b) An die Stelle des entstandenen Lochs rücken Elektronen der darüberliegenden Schalen unter Aussendung einer für Material und Schale charakteristischen Strahlung. Die Auffüllung des Lochs muss dabei nicht zwangsläufig von der unmittelbar darüberliegenden L-Schale erfolgen, sondern kann von jedem beliebigen darüberliegenden Schalenelektron geschehen (z. B. M-Schale). In der Darstellung erfolgt die Auffüllung des ersten Elektronenlochs durch das Elektron der L-Schale. Da an der Stelle des vorherigen Elektrons der L-Schale nun wieder ein Loch entstanden ist, füllt dieses Loch nun das Elektron der M-Schale auf. Dieser Vorgang wird als Elektronenkaskade bezeichnet und endet, wenn keine verfügbaren Elektronen der darüberliegenden Schalen mehr vorhanden sind. Die freiwerdenden Energien entsprechen dabei der Differenz der jeweiligen potentiellen Energie eines Elektrons.

Computertomographie ausschließlich Photoabsorption statt. Alle weiteren Prozesse, die Rayleighstreuung und die Comptonstreuung, sind Streueffekte. Vor allem bei weicher Strahlung kommt es zu einer starken Streuung der Photonen<sup>4</sup>. Dies wirkt sich negativ auf die Bildqualität aus und muss durch geeignete Methoden verringert werden (z. B. Streustrahlraster).

### 1.2.1 Rayleigheffekt

Die Rayleighstreuung<sup>5</sup>, ist die Streuung im Energiebereich der CT, die durch die beinahe verlustlose Streuung am Targetatom geschieht. Dabei ändert sich lediglich die Flugbahn des Photons (Abb. 1.4). Die Rayleighstreuung trägt bei Elementen mit hohen Ordnungszahlen und niedrigen Photonenenergien maximal 10–15 % zur Gesamtschwächung bei [93, 133] und ist hauptsächlich am Hintergrundrauschen („film fog“) beteiligt. Da die meisten Körpergewebe eine niedrige effektive Ordnungszahl haben ( $Z \approx 7,5$ ), ist die Rayleighstreuung nur für Energien unterhalb 20 keV relevant. Der Schwächungskoeffizient der Rayleighstreuung ist abhängig von der Dichte  $\rho$  und der Ordnungszahl  $Z$  des durchstrahlten Materials, sowie der Energie der Photonen  $E$ . Die Wahrscheinlichkeit des Rayleigheffekts steigt mit steigender Ordnungszahl und fallender Energie. Der lineare Schwächungskoeffizient  $\mu_r$  ist dabei folgendermaßen definiert (Gln. 1.7):

$$\mu_r \propto \rho \cdot \frac{Z}{E^2} \quad (1.7)$$

Im Energiebereich der Computertomographie wird der Rayleigheffekt jedoch oft als vernachlässigbar gering angesehen. Er nimmt oberhalb von 10 keV ungefähr mit dem Quadrat der Photonenenergie ab [93]. Oftmals faßt man deshalb die Rayleigh- und Comptonstreuung (siehe Abschnitt 1.2.3) zu einem gemeinsamen Schwächungskoeffizienten zusammen.

### 1.2.2 Photoeffekt

Der Photoeffekt ist die Interaktion eines Photons mit der Elektronenhülle des durchstrahlten Materials unter gleichzeitiger Emission eines freien Elektrons (Abb. 1.5). Der Photoeffekt tritt vor allem bei niedrigen Photonenenergien und hohen Ordnungszahlen auf. Die Wahrscheinlichkeit einer Interaktion ist groß, wenn die

---

<sup>4</sup>Der Anteil der Streustrahlung beläuft sich auf ca. 85 %

<sup>5</sup>Kohärente Streuung, oftmals auch als Thompson-Streuung, klassische oder elastische Streuung bezeichnet

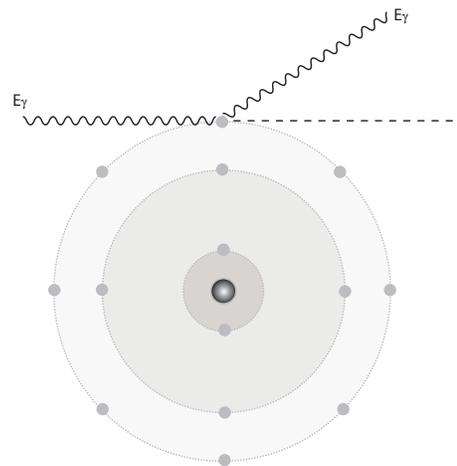


Abbildung 1.4: Rayleighstreuung: Das einfliegende Photon überträgt einen Impuls auf die Elektronenhülle und fliegt mit annähernd gleicher Energie in anderer Richtung weiter.

Bindungsenergie nur geringfügig kleiner als die Energie des Photons [134, 128] ist. Ist die Bindungsenergie größer, kann keine photoelektrische Interaktion auftreten. Ist jedoch die Energie des Photons gleich der Bindungsenergie des Elektrons, steigt die Schwächung stark an. Wie bei der charakteristischen Strahlung treten auch beim Photoeffekt charakteristische Strahlungslinien auf (K-Kanten-Effekt). Da im menschlichem Körpergewebe hauptsächlich Elemente mit niedrigen Ordnungszahlen auftreten (Wasserstoff  $Z = 1$ , Kohlenstoff  $Z = 6$ , Stickstoff  $Z = 7$  und Sauerstoff  $Z = 8$ ), ist die Wahrscheinlichkeit einer Interaktion aufgrund der geringen Bindungsenergie der inneren Elektronen sehr gering, weshalb K-Kanten Absorptionen bei Elementen mit  $Z < 10$  quasi nicht auftreten [128].

Photowechselwirkungen werden durch den Absorptionkoeffizienten  $\mu_p$  beschrieben. Er hängt von der Dichte  $\rho$  ab und nimmt mit der Elektronendichte  $\rho_e$  in den inneren Schalen zu. Dabei ist die Elektronendichte etwa proportional zu  $Z^3$  [47, 151]. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit wächst daher mit steigender Ordnungszahl, da durch die höhere Kernladung die Hüllenelektronen stärker an den Kern gebunden werden [93]. Für Energien in der Computertomographie ( $E \ll 511 \text{ keV}$ ) gilt Gln. 1.8, der Exponent  $n$  wird für leichte Elemente auf  $n \approx 3,6$ , für schwere Elemente auf  $n = 3$  gesetzt:

$$\mu_p \propto \rho \cdot \frac{Z^n}{E^3} \quad (1.8)$$

An dieser Stelle sei als Vorgriff auf die Materialzerlegung von Dual-Energy-Messungen (siehe Abschnitt 1.3.2) auf die Approximation der Photoabsorption von Macovski [96] hingewiesen (Gln. 1.9).

$$\mu_p = K_1 \cdot n_e \cdot \rho \cdot \frac{Z^{3,8}}{E^{3,2}} \quad (1.9)$$

Dabei stellt  $n_e$  die Elektronenmassendichte (Elektronen/kg) dar und  $K_1 = 9,8 \cdot 10^{-24}$  (siehe Lehmann et al. [95]).

### 1.2.3 Comptoneffekt

Bei steigender Photonenenergie ist die Bindungsenergie eines Elektrons nicht mehr relevant [133]. Sobald die Bindungsenergie verglichen zum eintreffenden Photon genügend klein geworden ist, wird die Stoßenergie auf das Elektron der äußeren Schale übertragen und bei entsprechend großem Impulsübertrag aus dem Elektronenverbund herausgeschlagen. Das Elektron und das Photon fliegen dann mit verminderter

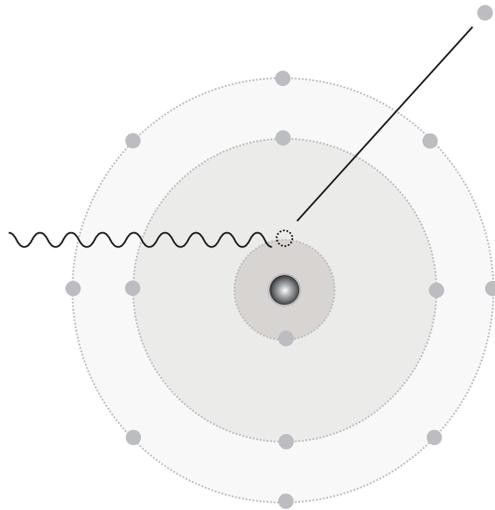


Abbildung 1.5: Photoeffekt: Das eintreffende Photon überträgt seine Energie an die Elektronen der inneren Elektronenhülle des durchstrahlten Materials und löst diese aus der Elektronenhülle aus. Das ausgelöste Elektron ist zu weiteren Reaktionen fähig.

Energie unter einem definierten Winkel weiter (Abb. 1.6). Dieser Prozess wird als Comptonstreuung<sup>6</sup> bezeichnet und ist im Gegensatz zur Rayleighstreuung nicht verlustfrei. In den meisten Annahmen der folgenden Modelle wird das herausgeschlagene Elektron als ungebundenes, freies Elektron betrachtet. Zur Modellierung dieses Elektrons kann dann die Klein-Nishina-Gleichung verwendet ( $\xi = E/510,975 \text{ keV}$ ):

$$\kappa(\xi) = \frac{1 + \xi}{\xi^2} \left( \frac{2(1 + \xi)}{1 + 2\xi} - \frac{1}{\xi} \ln(1 + 2\xi) \right) + \frac{1}{2\xi} \ln(1 + 2\xi) - \frac{(1 + 3\xi)}{(1 + 2\xi)^2} \quad (1.10)$$

In der Literatur wird die Klein-Nishina-Approximation oft mit  $f_{KN}$  bezeichnet. Aus Gründen der besseren Lesbarkeit soll diese Funktion mit  $\kappa$  bezeichnet werden. Der Comptoneffekt liefert den größten Beitrag zur Strahlendosis im menschlichen Gewebe. Aufgrund der Streuung in alle Raumrichtungen, trägt sie z. B. bei interventionellen Untersuchungen zu einer erhöhten Dosisbelastung des Untersuchungspersonals bei [93, 134]. Die Comptonstreuung ist dabei weitgehend unabhängig von der Ordnungszahl  $Z$  des durchstrahlten Materials und geschieht in den äußeren Hüllenelektronen, da die inneren Elektronen den Kern abschirmen. Somit ist die Comptonstreuung proportional zur Elektronendichte  $\rho_e$  des durchstrahlten Materials und damit auch proportional zur Massendichte  $\rho$  (siehe Alvarez [6]).

$$\mu_c = \rho \cdot \sigma_a \cdot \frac{N_A}{A} \cdot Z \quad (1.11)$$

Ähnlich zum Photoeffekt kann auch bei der Comptonstreuung die Approximation von Alvarez und Macovski [96] angewendet werden:

$$\mu(E)_c = K_2 \frac{\rho}{A} \cdot Z \cdot \kappa(E) \quad (1.12)$$

wobei  $K_2 = 2\pi r_0^2$  und  $r_0$  den Elektronenradius darstellt [95].

### 1.3 Linearer Massenschwächungskoeffizient

Die in den obigen Abschnitten beschriebenen Absorptions- und Streueffekte tragen dazu bei, dass ein Strahlenbündel auf seinem Weg durch das sich im Strahlengang befindliche Material geschwächt wird. Im Allgemeinen betrachtet man das Strahlenbündel immer als Nadelstrahl mit einer infinitesimal kleinen Ausdehnung (Abb. 1.7). Diese Betrachtung ist in der Realität durch die begrenzte räumliche Auflösung

<sup>6</sup>Inkohärente Streuung, inelastischer Stoß

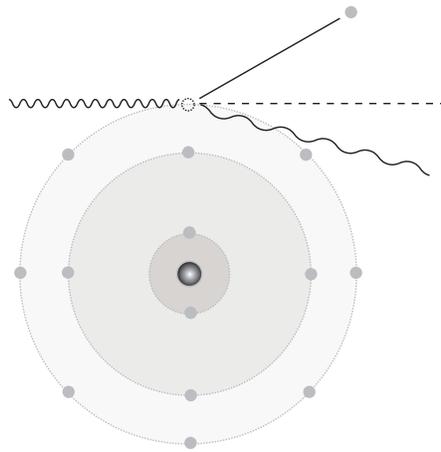


Abbildung 1.6: Comptoneffekt: Das eintreffende Röntgenquant ionisiert die äußere Schale des durchstrahlten Materials und verliert dabei einen Teil seiner Energie. Das Röntgenquant wird aber nicht vollständig absorbiert sondern fliegt mit verringerter Geschwindigkeit weiter, wobei es zu weiteren Reaktionen fähig ist.

in der Computertomographie nicht zulässig. Die Schwächung, die durch ein Material verursacht wird, wird als linearer Massenschwächungskoeffizient  $\mu$  bezeichnet. Er gibt an, wie stark ein Strahlenbündel auf einem zurückgelegten Weg  $dx$  geschwächt (Einheit: 1/cm).

Der lineare Schwächungskoeffizient ist der auf ein untersuchtes Material mit definierter Teilchendichte skalierte atomare Wirkungsquerschnitt. Er wird durch Multiplikation des atomaren Wirkungsquerschnitts  $\sigma_a$  mit der Atomzahldichte  $n$  (Atome/kg) gebildet (Gln. 1.13). Mit dem Schwächungskoeffizienten läßt sich die makroskopische Schwächung eines Strahlungsbündels durch die Gesamtheit der einzelnen Wechselwirkungsprozesse ausdrücken (siehe Abschnitt 1.3.2).

$$\mu = \sigma_a \cdot \rho \cdot n_a = \sigma_a \cdot \rho \cdot \frac{N_A}{A_M} \quad (1.13)$$

Die Atomzahldichte  $n_a$  berechnet sich aus Massendichte  $\rho$ , der Avogadro-Konstanten  $N_A$ , sowie der molaren Atommasse  $A_M$  (kg/mol). Da der Schwächungskoeffizient zusätzlich abhängig von der verwendeten Energie  $E$  ist, mit der ein Photon mit dem Material interagiert, wird der Schwächungskoeffizient in Abhängigkeit von  $E$  angegeben. Oftmals ersetzt man jedoch die Energieabhängigkeit durch die effektive Energie. Diese Energieabhängigkeit des Schwächungskoeffizienten und die Verwendung polychromatischer Strahlung führt zu den bekannten Strahlaufhärtungsartefakten [77, 18, 49]. Üblicherweise gibt man auch den auf die Massendichte des durchstrahlten Materials normierten Massenschwächungskoeffizienten  $\mu/\rho$  an, der unabhängig von der Dichte des durchstrahlten Materials dargestellt werden kann.

In den folgenden Abschnitten wird zur übersichtlicheren Darstellung die Abhängigkeit des Schwächungskoeffizienten von Energie  $E$ , Massendichte  $\rho$  und Ordnungszahl  $Z$  weggelassen. An den entsprechenden Stellen, an denen diese Abhängigkeit relevant ist, wird explizit darauf verwiesen.

### 1.3.1 Lambert-Beer-Gleichung

Wie im vorherigen Abschnitt dargestellt wurde, kann die Schwächung pro Weglänge  $x$  eines Strahlenbündels, die ein Material im Strahlengang verursacht, mit Hilfe des linearen Schwächungskoeffizienten  $\mu$  ausgedrückt werden. Die Gesamtschwächung läßt sich nach dem von Lambert (1760) entdeckten exponentiellen Schwächungsgesetz [54, 105, 8] berechnen (Gln. 1.14).

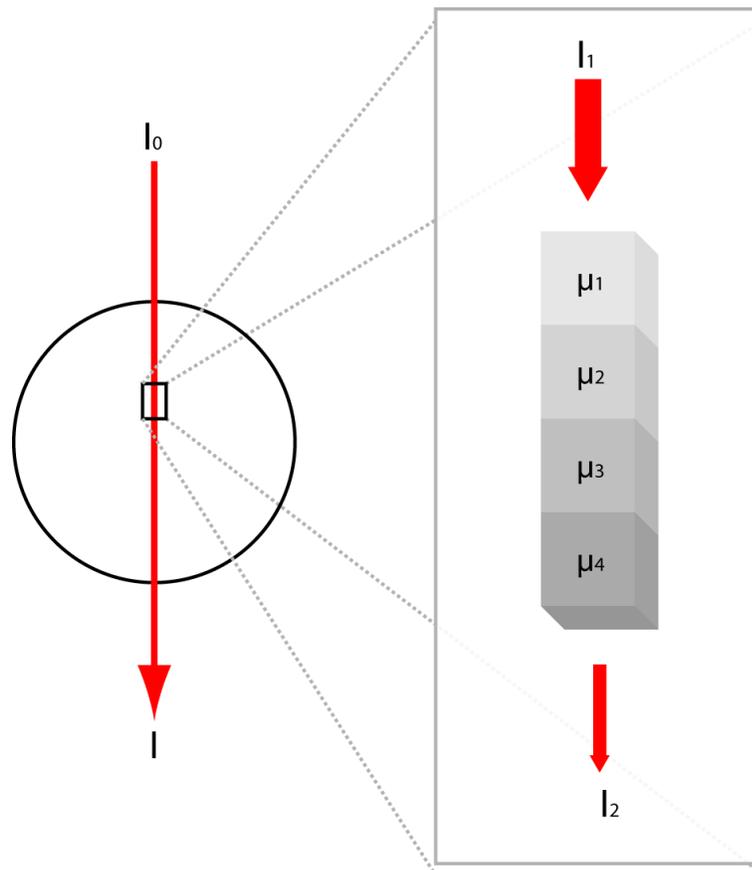


Abbildung 1.7: Schwächung der Strahlung durch das Material im Strahlengang.  $I_0$  ist dabei die Anzahl der Photonen vor dem Eintritt in das zu durchstrahlende Objekt.  $I$  ist die Anzahl der Photonen nach der Durchdringung.  $\mu$  gibt die material- und energieabhängige Schwächung des durchstrahlten Materials an.

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \quad (1.14)$$

$I_0$  gibt die ursprüngliche Intensität des Röntgenstrahls an, der von der Röntgenquelle abgestrahlt wird.  $I$  gibt die Intensität des Röntgenstrahls nach der Schwächung durch das Material mit der Schwächung  $\mu$  und der Dicke  $x$  an. Für infinitesimal kleine Weglängen  $dx$  eines inhomogenen Materials folgt Gln. 1.15, wobei  $\mu_x$  der ortsabhängige Schwächungskoeffizient ist ( $L$  ist der gesamte von der Strahlung durchdrungene Weg):

$$I = I_0 \int_L e^{-\mu_x \cdot x} dx \quad (1.15)$$

Die Untersuchungen in dieser Arbeit beschränken sich auf die Auswertung der Messdaten unter Betrachtung der effektiven Energien (siehe Abschnitt 2.2.2), da aufgrund der verwendeten Messsysteme eine spektrale Auflösung nicht möglich war [5]. Aus Gründen der Vollständigkeit, die auch zum Verständnis von Dual-Energy Zerlegungen (näheres hierzu in den folgenden Abschnitten) dienlich sein soll, wird in Gln. 1.16 der Einfluß eines polychromatischen Energiespektrums, sowie der Einfluß der Qualität des Messsystems  $S(E)$  (Detektoreffizienz) dargestellt. In der Arbeit von Heismann [45] finden sich dazu weitere Überlegungen zur Zerlegung eines polychromatischen Spektrums für Dual-Energy Auswertungen.

$$I = \int_E \int_L I_0(E) S(E) \cdot e^{-\mu_x(E) x} dx dE \quad (1.16)$$

$I_0(E)$  ist die Quellstärke des Röntgenstrahls für die jeweilige Energie  $E$ . Hierbei tritt in Gln. 1.16 explizit die Energieabhängigkeit des Schwächungskoeffizienten in Erscheinung.

### 1.3.2 Zerlegung in Photo- und Comptoneffekt

Oftmals separiert man im Bereich diagnostischer Röntgenstrahlung (30 kV - 150 kV ) [130, 30] den Schwächungskoeffizienten explizit in die Anteile der verschiedenen Einzelprozesse. In der konventionellen Radiographie sowie in der Computertomographie meistens jedoch nur in Photo- und Comptoneffekt [6, 96, 121, 122, 57].

$$\mu = \mu_p + \mu_c + \mu_r \quad (1.17)$$

Die Rayleighstreuung wird dabei dem Anteil des Comptoneffekts zugeordnet (Gln. 1.17) bzw. aufgrund des geringen Beitrags vernachlässigt. Speziell für Dual-Energy Untersuchungen ist die Zerlegung des Schwächungskoeffizienten in Photo-

und Comptoneffekt interessant, da sich diese in dem betrachteten Energiespektrum gut modellieren lassen. Der Schwächungskoeffizient kann mit Hilfe der von Macovski und Alvarez [6, 96] postulierten Dual-Energy-Gleichung (Gln. 1.9 und 1.12) approximiert werden (Gln. 1.18).

$$\mu = \alpha E^{-3} + \beta \kappa(E) \quad (1.18)$$

wobei

$$\alpha = K_1 \frac{\rho}{A} Z^{3,8}$$

$$\beta = K_2 \cdot n_e$$

Lehmann [95] berechnete die Konstanten  $K_1 = 9,8 \cdot 10^{-24}$  und  $K_2 = 2\pi r_0^2$ , wobei  $r_0$  den Elektronenradius und  $n_e$  die Elektronendichte darstellt. Der linke Term der Dual-Energy-Gleichung (Gln. 1.18) stellt den Anteil der Photoabsorption  $\mu_p$ , der rechte Term den Einfluß der Comptonstreuung  $\mu_c$  dar. Benutzt man nun die Dual-Energy CT um zwei voneinander unabhängige Messdaten mit unterschiedlichem Energiespektrum  $E_l$  und  $E_h$  ( $l$  bezeichnet die niedrige,  $h$  die hohe Energie) zu erzeugen, so ist es durch Inversion des Gleichungssystems möglich, den Einfluß der Comptonstreuung bzw. der Photoabsorption zu berechnen. Vielfach wurden weitere Modellierungen [25, 30, 31] zur exakteren Berechnungen der einzelnen Beiträge von Photo- und Comptoneffekt vorgenommen, doch ist die in Gln. 1.12 dargestellte Modellierung für die meisten Untersuchungen ausreichend.

### 1.3.3 Zerlegung in Basismaterialien

Analog zur Zerlegung in die Anteile der Streu- und Absorptionseffekte läßt sich ein gemessener Schwächungswert auch in die die Schwächung verursachenden Materialien zerlegen (Abb. 1.8). In den bisherigen Betrachtungen wurde angenommen, dass der Schwächungskoeffizient eines makroskopischen Volumenelements als Material angesehen werden kann, welches sich aus einem homogenen Element zusammensetzt (z. B. Calcium, Iod oder Fluor). Selbstverständlich ist dies aber nur in den wenigsten Fällen eine sinnvolle Annahme, da sich Körpergewebe aus einer Vielzahl von Molekülen zusammensetzt und die Schwächung des Strahlenbündels von der effektiven Ordnungszahl (Abschnitt 1.4) sowie von der Dichte bzw. Elektronendichte des Materials (Abschnitt 1.5) abhängig ist. Besteht ein durchstrahltes Volumenelement

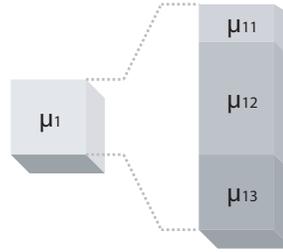


Abbildung 1.8: Schwächung der Strahlung durch das Material im Strahlengang. Als Modellannahme gilt hier, dass sich der gemessene makroskopische Schwächungskoeffizient aus vielen mikroskopischen Schwächungskoeffizienten zusammensetzt.

aus einer Mischung von verschiedenen Elementen, so setzt sich der effektive Schwächungskoeffizient aus einer gewichteten Summe der jeweiligen Schwächungskoeffizienten zusammen.

$$\mu = \sum_i w_i \cdot \mu_i \quad (1.19)$$

$$w_i = \frac{X_i}{\sum_i X_i} \quad (1.20)$$

Zu beachten ist hierbei, dass nur die elementare Zusammensetzung des Absorbers in die Schwächung mit eingeht. Die chemische Zusammensetzung ist nicht relevant. Für Weichteilgewebe ist maßgeblich die Dichte des Absorbers relevant, für Knochen zusätzlich die Ordnungszahl.

### 1.3.4 CT-Werte

Wie in den vorherigen Abschnitten gezeigt wurde, ist der lineare Schwächungskoeffizient von der Materialdicke  $d$ , der Ordnungszahl  $Z$ , der Energie  $E$ , sowie der Materialdichte  $\rho$  abhängig. Diese Abhängigkeit bezieht sich jedoch nur auf die Schwächung des Linienintegrals einer Projektion. Der rekonstruierte Schwächungswert wird normiert auf den Schwächungswert von Wasser dargestellt:

$$\text{CT-Wert} = \frac{\mu - \mu_w}{\mu_w} \cdot 1000 \quad (1.21)$$

Der dimensionslose CT-Wert wird in der Pseudoeinheit HU (Hounsfield-Unit) angegeben. Durch die Rekonstruktion fließen jedoch zusätzliche Faktoren in das resultierende Voxel und demzufolge dem rekonstruierten Schwächungswert ein. Der Einfluß der Rekonstruktionsparameter, sowie weitere Einflüsse auf das Bild, seien in folgender Zusammenstellung aufgeführt [102, 78]:

- Rekonstruktionsalgorithmus
- Vorfilter
- Materialdichte  $\rho$
- Elektronendichte  $n_e$
- Effektive Ordnungszahl  $Z$
- Objektdurchmesser, Patientendicke
- Begrenzung bzw. Messraum (HU -Reichweite) der CT-Wert
- Diskontinuitäten der Kalibrierungskurve
- Energiespektrum der Strahlenquelle
- Detektorperformance
- Mechanik und Elektronik des Gerätes
- Strahlgeometrie

Vor allem für Dual-Energy Analysen basierend auf rekonstruierten Bildpunktdaten sind diese Einflüsse von enormen Interesse. Da bei den Auswertungen in dieser Arbeit ausschließlich auf den rekonstruierten Voxeldaten gearbeitet wird, liegt ein besonderes Augenmerk darauf, welche Parameter zur Akquisition sowie zur Rekonstruktion verwendet wurden. Jeglicher störender Einfluß, der z. B. das Bildrauschen erhöht oder sensibel auf unterschiedliche Körperdicken reagiert, kann eine Dual-Energy Auswertung erschweren und falsche Ergebnisse liefern.

## 1.4 Effektive Ordnungszahl

Die bisher dargestellten Schwächungskoeffizienten sind nur für atomare Materialien angegeben. Meistens bestehen Materialien jedoch nicht aus einem homogenen Element, sondern setzen sich aus verschiedenen Einzelatomen zu Molekülen oder Mischungen zusammen. Die aus der Mischung resultierende effektive Ordnungszahl (Gln. 1.22) setzt sich dann als gewichtete Summe der Einzelsubstanzen zusammen [134, 22, 153, 112, 102, 101, 151]. In den Energiebereichen der CT ist zu beachten, dass für die Schwächung molekulare, chemische oder kristalline Effekte der Mischsubstanz nicht relevant sind, da der Anteil dieser Effekte oberhalb von 10 keV nur wenige Prozent beträgt [112]. Zur Schwächung tragen ausschließlich die atomare Zusammensetzung der Mischsubstanz (Dichte, Elektronendichte und effektive Ordnungszahl) bei.

$$\bar{Z} = \left( \sum_i \alpha_i \cdot Z_i^{m-1} \right)^{1/m-1} \quad (1.22)$$

wobei

$$\alpha_i = \frac{n_i Z_i}{\sum_j n_j Z_j}$$

Dabei gibt  $\alpha_i$  den Anteil des *i*ten Elements der Einzelsubstanz an der Mischsubstanz,  $Z_i$  die Ordnungszahl des jeweiligen *i*ten Elements und  $A_i$  das Atomgewicht angibt.  $m$  gibt den Einfluß des jeweiligen Streu- bzw. Absorptionsprozesses an. Für die Photoabsorption wird ein Wert von  $m = 3,94 - 4,4$ , für Comptonstreuung ein Wert von  $m = 1$  vorgeschlagen [151]. Tabelle 1.1 zeigt die effektiven Ordnungszahlen und Massendichten verschiedener Körpermaterialien.

## 1.5 Elektronendichte

Analog zur effektiven Ordnungszahl (Abschnitt 1.4) trägt auch die Elektronendichte zur Absorption und Streuung von Strahlung bei. Je höher die Elektronendichte eines Materials ist, umso höher ist auch die Wahrscheinlichkeit einer Interaktion eines Photons mit dem Material [9].

Die Kenntnis der Elektronendichte kann zur Berechnung des Korrekturfaktors für die Strahlentherapieplanung [47, 129] verwendet werden, um Tumorgewebe effizient zu bestrahlen und umliegendes Gewebe nicht zu belasten. Bisher werden ca. 30 % der

Material	effektive Ordnungszahl $Z_{eff}$	Dichte $\rho$ [ $\frac{g}{cm^3}$ ]
Fettgewebe	$\sim 6,3$	$\sim 0,9$
übrige Weichteile	$\sim 7,4 - 7,6$	$\sim 1,01 - 1,06$
Lunge	$\sim 7,4 - 7,6$	$\sim 0,3 - 0,8$
Knochen	$\sim 12 - 14$	$\sim 1,2 - 1,9$
Luft	$\sim 7,6$	$\sim 0,0013$
Iod	$\sim 53$	ohne Bedeutung
Barium	$\sim 36$	$\sim 1,5$ (Falibarytbrei)

Tabelle 1.1: Effektive Ordnungszahlen verschiedener Materialien [8]. Dabei sind übliche Körpermaterialien, sowie verschiedene Kontrastmittel (Barium, Iod) dargestellt.

Dosis unnötig in das umliegende Gewebe appliziert [33]. Zudem kann die Kenntnis der Elektronendichte dazu dienen, die in der Positronenemissionstomographie (PET) auftretende Problematik der Schwächungskorrektur zu lösen [28]. Viele Darstellungen der Elektronendichte sind in den Veröffentlichungen zum Thema Dual-Energy mißverständlich verwendet und oftmals werden zu den Zahlenwerten keine Einheiten angegeben (siehe hierzu auch die Erläuterungen in McCullough [101]). In dieser Arbeit soll deshalb ausschließlich bei der Nennung der Elektronendichte  $n_e$  die Elektronenvolumendichte (Elektronen pro Volumeneinheit  $1/cm^3$ ) verwendet werden. Die Elektronendichte einer homogenen atomaren Verbindung kann mit Gln 1.23 berechnet werden [106, 58]:

$$n_e = \frac{\rho}{M} \cdot N_e = \frac{N_A}{A_M} \cdot N_e \quad (1.23)$$

$M$  bezeichnet hierbei das Atomgewicht des Atoms oder Moleküls und  $\rho$  die Massendichte. Für den Fall der Betrachtung von Ionen stellt  $N_e$  die Möglichkeit zur Verfügung, die Anzahl der Elektronen pro Atom oder Molekül entsprechend der Elektronenkonfiguration des Ions zu berechnen. In den meisten Fällen kann man davon ausgehen, dass sich das Atom oder Molekül in einem nichtionisierten Zustand befindet und deshalb als Anzahl der Elektronen die Kernladungszahl  $Z$  verwendet werden kann ( $N_e = Z$ ). Oftmals wird die Elektronendichte relativ zur Elektronendichte von Wasser angegeben ( $n_e[H_2O] = 3,3369 \cdot 10^{23} cm^3$ ). Die Berechnung der Elektronendichte einer Mischsubstanz erfolgt durch gewichtete Summation der Elektronenanteile der Einzelsubstanzen (Gln. 1.24).  $n_i$  ist hierbei die Häufigkeit des Auftretens des Atoms,  $Z_i$  die Ordnungszahl des Atoms.

$$n_e = \sum_{i=1}^N n_i \cdot \frac{\rho_i}{M_i} \cdot Z_i \quad (1.24)$$

An dem einfachen Beispiel von Hexan ( $\text{C}_6\text{H}_{14}$ ) mit einer Massendichte von  $\rho = 0,66 \text{ g/cm}^3$  läßt eine relative Elektronendichte von  $n_e^w = 0,70$  ( $w$  gibt dabei die Normierung auf die Elektronendichte von Wasser an) berechnen.

# Kapitel 2

## Dual-Energy Grundlagen

Im Gegensatz zur konventionellen Röntgenradiographie und zur Computertomographie ist die im Siemens Somatom Definition DS angewendete Dual-Source Methode eine technische Erweiterung, die zwei Röntgenquellen mit gleichen (Dual-Source) oder unterschiedlichen (Dual-Energy) Energien betreibt und damit zwei voneinander unabhängige tomographische Schichtstapel erzeugen kann<sup>1</sup>.

Jedoch ist das Verfahren der Dual-Energy CT nicht neu. Bereits in den 70er Jahren versuchte man die Schwächungskoeffizienten in die einzelnen Komponenten zu zerlegen (siehe Abschnitt 1.3), um damit die Anteile der Absorptions- und Streuvorgänge modellieren und berechnen zu können [6, 96, 121, 122, 57]. Diese Arbeiten fanden erstmals in den 80er Jahren in dem von Kalender vorgeschlagenen CT-System DR-H (Siemens Healthcare, Forchheim, Deutschland) Anwendung [69, 66, 146, 67]. Das Gerät hatte im Gegensatz zu dem in dieser Arbeit untersuchten Gerät nur eine Röntgenröhre und schaltete während einer Akquisition zwischen zwei Energien abwechselnd um, wobei durch die langen Umschaltzeiten Bewegungsartefakte entstanden. Einen ähnlichen Ansatz verfolgt aktuell die Firma GE in ihrem High Definition CT LightSpeed CT750 HD [39].

Aus der Anwendung der Dual-Energy CT resultiert eine Vielzahl an Möglichkeiten, um z. B. unterschiedliche Gewebe voneinander zu trennen [34, 44, 62], indem die Energieabhängigkeit des Schwächungskoeffizienten von Gewebe und anderen Körpermaterialien ausgenutzt wird [113, 108]. Weiterhin lassen sich durch geeignete Rekonstruktionsmethoden Strahlauhärtungsartefakte reduzieren [137, 49, 48],

---

<sup>1</sup>Durch den Einfluss der Querstreuung kann leider nicht ganz von Unabhängigkeit gesprochen werden [145].

Knochendichtemessungen [11] durchführen, sowie das durchstrahlte Körpergewebe in Elektronendichte und effektive Ordnungszahl [22, 122, 45] zerlegen. Die Zerlegung in Massendichte und Ordnungszahl ist insofern interessant, da Läsionen mit hypo- oder hyperdenser Struktur verglichen zum gesunden Gewebe entweder durch eine Veränderung der effektiven Ordnungszahl (durch Einlagerung schwerer Atome ins Gewebe, z. B. bei einer Hämochromatose oder Kalzifikation) oder durch Veränderung der Massendichte auftreten können [6, 73].

Die Anwendungsgebiete der Dual-Energy-CT sind vielseitig und bisher nicht ausreichend erforscht. Viele ältere Publikationen basieren auf der Annahme monochromatischer Röntgenstrahlung, vernachlässigen Quantenrauschen und den Einfluß von Organ- oder Patientenbewegungen, da sich viele dieser Messungen ausschließlich auf nicht bewegte Phantomsimulationen beziehen. Auch die Problematik der Querstreuung wird in diesen Arbeiten nicht berücksichtigt. Die technischen Neuerungen der letzten Jahrzehnte erlauben heute eine exaktere Auswertung der Daten, da eine bessere CT-Wert Stabilität gewährleistet werden kann und zudem die Zeit- und Ortsauflösung erheblich verbessert wurde. Die bisher in der Dual-Energy-Technik untersuchten und entwickelten Anwendungen umfassen:

- Unterscheidung hyperdense bzw. hypodense Tumoren [94]
- Trennung von Iod und Knochen [83]
- Nieren- und Gallensteindifferenzierung
- Berechnung des Iodgehaltes einer Kontrastmittelakquisition [84]
- Lungenperfusion mit Iod
- Lungenventilation mit Xenon
- Plaqueerkennung in Gefäßen und am Herz
- Detektion von Bändern, Sehnen und Knorpel
- Detektion von Lungenknoten [10, 24, 138]
- Detektion von Gicht
- Korrektur von Strahlaufhärtungsartefakten [137, 35, 118, 130]
- Gepäckkontrolle für Gefahrenstoffe [55, 111]

- Knochendichtemessungen [68, 67, 3, 11]
- Gehirnblutungen (Separation alter und neuer Einblutungen) [120]
- Myokardperfusion [126, 124]
- Berechnung des Korrekturfaktors für die Strahlentherapieplanung [33, 141, 142]

In den nachfolgenden Abschnitten sollen nun verschiedene technische Konfigurationen von Detektor und Strahlenquelle dargestellt werden. In der jeweiligen Konfiguration soll gezeigt werden, wie während einer Akquisition Daten gewonnen werden. Da in dieser Arbeit die Verarbeitung und Auswertung der Dual-Energy Daten ausschließlich auf den rekonstruierten Bildvolumina erfolgt, soll auf die Arbeiten im Projektionsraum nicht näher eingegangen werden. Hierzu sei auf die Arbeiten von Alvarez, Macovski und Rutherford [6, 96, 121, 122, 57], sowie auf die in jüngster Zeit entstandene Dissertation von Christian Reinhardt [114] verwiesen. Abschnitt 2.3 liefert lediglich einen kurzen Überblick über die Möglichkeiten der Rohdaten-basierten Materialzerlegung.

## 2.1 Technik

In der Dual-Energy-Technik finden sich vier verschiedene Konfigurationen von Röntgenstrahler und Detektorsystem, wobei die ersten beiden Konfiguration, richtigerweise mit True-Dual-Energy bezeichnet werden. In der ersten dieser beiden Anordnungen werden zwei gleiche Strahlenquellen, sowie zwei Detektoren verwendet (Abschnitt 2.1.1). In dieser Anordnung wurde das in der vorliegenden Arbeit verwendete Gerät (Somatom Definition DS, Siemens Healthcare, Forchheim) gebaut und alle Messungen - bis auf Simulationen - wurden, an diesem Gerät durchgeführt. Eine *zweite Anordnung* entspricht dem bisherigen Aufbau eines CT-Systems der dritten Generation mit nur einer Strahlenquelle und einem Detektorsystem, wobei in definierten zeitlichen Abständen die Spannung stufenweise variiert werden kann. Dieses Verfahren wird als kV-Switching bezeichnet (Abschnitt 2.1.2).

Eine *vierte Anordnung* ist die Verwendung einer Strahlenquelle und eines speziellen Detektors (Sandwichdetektor, Split-Filter Detektor), welche auch als False-Dual-Energy bezeichnet wird (Abschnitt 2.1.3). Eine *dritte Anordnung*, die sich von der False-Dual-Energy Methode nur durch den verwendeten Detektor unterscheidet, ist der sogenannte zählende oder energieauflösende Detektor. Dieser Detektor zerlegt das am Detektor eintreffende Spektrum in die vorkommenden Energien und zählt die einfallenden Photonen. Diese Technik der Firma Philips befindet sich derzeit noch im

Forschungsstadium und es ist nicht bekannt, wann und ob diese Technik in der CT Anwendung finden wird [5]. Da in dieser Arbeit nur die True-Dual-Energy Methode untersucht wurde, sollen die False-Dual-Energy Methoden nur kurz angesprochen werden.

### 2.1.1 Dual-Source CT

Bei der Dual-Source bzw. Dual-Energy CT (True-Dual-Energy), sind zwei Röntgenstrahler um  $90^\circ$  versetzt in Rotationsrichtung im rotierenden Teil der Gantry angebracht [19], während sich auf der jeweils gegenüberliegenden Seite der zugehörige Detektor befindet (Abb. 2.1). Ein Vorteil dieser speziellen Dual-Source Anordnung ist im Gegensatz zu den False-Energy Verfahren (siehe Abschnitt 2.1.3), dass beide Röntgenquellen nicht notwendigerweise mit verschiedenen Energien betrieben werden müssen, sondern für spezielle Fälle, bei denen entweder eine hohe Dosis benötigt wird oder die zeitliche Auflösung der Daten von Interesse ist, mit gleicher Energie betrieben werden können. Für dicke Patienten resultiert daraus der sogenannte Obese-Mode, mit dessen Hilfe die applizierte Dosis, aufgrund der Leistungsbeschränkungen von nur einer Röhre, annähernd verdoppelt werden kann.

Für kardiovaskuläre Aufnahmen, bei denen die zeitliche Auflösung die Bildqualität bestimmt und Bewegungsartefakte reduziert werden sollen, kann mit dieser Methode die zeitliche Auflösung erhöht werden. Mit geeigneten Rekonstruktionsalgorithmen entspricht dies einer Erhöhung der zeitlichen Auflösung um den Faktor 2, da die vollständige Akquisition einer Aufnahme nicht wie bisher in einer  $180^\circ$ , sondern in einer  $90^\circ$ -Rotation erfolgen kann. Daraus resultiert bei einer Rotationszeit von 0,33s eine zeitliche Auflösung von 83ms.

Die Anwendungen dieser schnellen Methode liegen auf der Hand, da nunmehr für eine Ganzkörperaufnahme im Mittel nur noch die Hälfte der Zeit benötigt wird und somit Bewegungsartefakte stark reduziert werden können. Durch die verbesserte zeitliche Auflösung lassen sich dann auch Organe mit hoher Bewegungsaktivität, insbesondere das Herz [2] unter Verwendung einer EKG-getriggerten Akquisition, besser darstellen. Die erhöhte zeitliche Auflösung wirkt sich vor allem auf die Erkennungsrate von Stenosen und kalzifizierten Herzkranzgefäßen aus, die bisher durch die enorme Bewegungsaktivität verschmiert dargestellt wurden und eine Auswertung bzw. Erkennung verhinderte. Zudem erreicht man mit der erhöhten zeitlichen Auflösung, dass die Gabe von Beta-Blockern reduziert werden kann [19]. Damit verbunden, kann auch aufgrund des schnelleren Tischvorschubs die Strahlenbelastung

des Patienten reduziert werden.

Nachteil dieser Konfiguration ist das reduzierte Meßfeld des zweiten Detektors (26 cm), da durch die 90°-Anordnung und der Größe eines vollen Detektors ein weiterer Detektor mit vollem 50 cm Meßfeld nicht im rotierenden Teil der Gantry angebracht werden kann. Zudem verhindert die 90°-Verschiebung der Meßsysteme die Auswertung von Dual-Energy-Daten im Projektionsraum von Spiralakquisitionen, da durch den Versatz der Projektionen keine adäquate Basismaterialzerlegung durchgeführt werden kann<sup>2</sup>. Eine Möglichkeit die Projektionsdaten aus gleichen Winkeln zu erstellen, wäre eine Rekonstruktion der Daten mit anschließender Vorwärtsprojektion aus gleichen Winkelpositionen. Dabei wirkt sich die Rekonstruktion je nach verwendetem Kern und Rekonstruktion nachteilig auf die resultierenden Rohdaten aus und Korrekturen, die bei der Rekonstruktion stattfanden, werden mit in den vorwärtsprojizierten Daten übertragen. Ein weiterer Nachteil ist die Querstreuung beider Systeme, da bedingt durch Streuvorgänge am zu messenden Objekt ein Teil der Streuphotonen des einen Systems vom anderen System gemessen werden. Wobei die Photonen des höherenergetischen Systems das niederenergetische System mehr beeinflussen als anders herum.

Aus oben genannten Grund können keine passenden Algorithmen im Rohdatenraum angewendet werden, weshalb die in dieser Arbeit untersuchten Messungen ausschließlich bildbasiert ausgewertet wurden. Hierbei sind natürlich Spiral- und Sequenzakquisitionen möglich, jedoch beeinflussen die Rekonstruktionsparameter die Auswertungen.

### 2.1.2 KV-Switchung

Das KV-Switching Verfahren ist eine andere Methode um eine „echte“ Dual-Energy Akquisition zu erreichen [69, 146]. Bei diesem Verfahren handelt es sich um eine speziell angesteuerte Röntgenröhre, die in definierten Zeitabständen stufenweise die Röntgenenergie variieren kann (Abb. 2.2). Für Dual-Energy würden hierbei sinnvollerweise zwei Energien verwendet werden, jedoch wären auch mehrere Stufen möglich (dies ist jedoch aufgrund der reduzierten Ortsauflösung zu vermeiden). Das Umschalten der Energie sollte dabei möglichst innerhalb einer einzigen Projektion

---

<sup>2</sup>Für eine Zerlegung im Rohdatenraum müssen Projektionen aus gleichen Winkelpositionen an gleichen z-Positionen vorhanden sein. Andernfalls ist für Spiralakquisitionen nur eine approximative Basismaterialzerlegung oder eine Auswertung von Dual-Energy-Rohdaten im Sequenzmodus möglich.

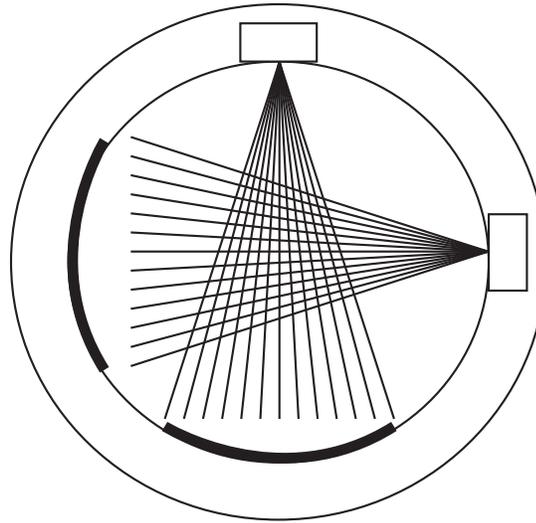


Abbildung 2.1: Aufbau eines True-Dual-Energy CT

erfolgen (ca.  $200 \mu\text{s}$ ), um die Integrationszeit des Detektors voll auszunutzen und etwaige Verschmierungen des Messstrahls über mehrere Projektionen hinweg zu vermeiden. Für eine Dual-Energy Akquisition muss pro Projektion ein Umschalten der Röntgenenergie vonstatten gehen, um eine gute Ortsauflösung zu gewährleisten.

Dieses Verfahren hat den Nachteil, dass die geforderten schnellen Umschaltzeiten technisch schlecht realisiert werden können, da verbunden mit dem Umschalten der Spannung auch der Strom mitgeregelt werden muss und hierbei keinen scharfen Ein- und Ausschaltkurven erzeugt werden können. Beide Größen unterliegen dabei einem Einschwingvorgang, was eine Messung mit stabilen Parametern innerhalb einer Projektion erschwert. Zudem hat das Auslassen von Projektionen zur Folge, dass sich die Ortsauflösung verschlechtert. Ein Vorteil des KV-Switchings ist, dass mit dieser Methode eine rohdatenbasierte Materialzerlegung möglich wird (Abschnitt 2.3).

### 2.1.3 False-Dual-Energy

Die False-Dual-Energy Technik ist ein Verfahren mit nur einer Röntgenquelle und einem speziellen Detektor. Bei dieser Technik ist der Aufbau der Gantry ähnlich einem Computertomographen der dritten Generation [20]. Anstelle des konventionellen

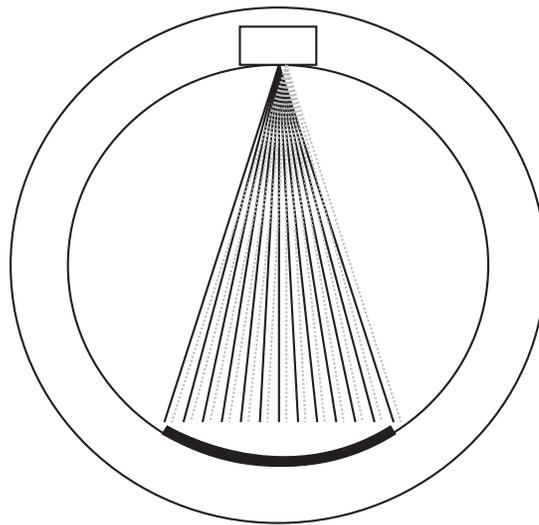


Abbildung 2.2: Aufbau eines KV-Switching-Systems: Bei diesem Verfahren werden abwechselnd eine niedrige bzw. hohe Energie auf das Objekt appliziert. Die niedrige Energie wird in der Abbildung schwarz, die hohe Energie grau gepunktet dargestellt. Durch die abwechselnde Anwendung der beiden Energien reduziert sich aufgrund der verschachtelten Projektionen die Ortsauflösung.

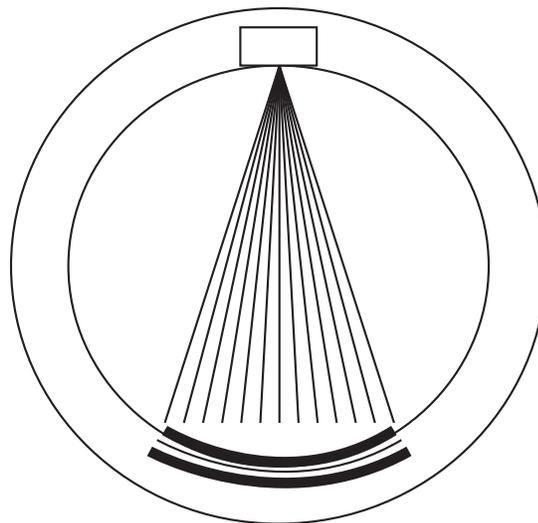


Abbildung 2.3: Aufbau eines Sandwichdetektor-Systems

UFC- oder Xenon-Detektors befindet sich aber entweder ein quantenzählender Detektor, ein Sandwich-Detektor oder ein Split-Filter Detektor.

### Sandwich-Detektor

Der Sandwich-Detektor [35, 5] ist so aufgebaut, dass die erste Schicht des Detektors das gesamte eintreffende Energiespektrum auffängt und den am Detektor erzeugten Strom misst (Abb. 2.3). Durch die erste Schicht erfolgt implizit eine Strahlaufhärtung. Die dahinterliegende zweite Schicht erhält demnach ein defomiertes Spektrum, welches wiederum die ankommende Energie misst. Ein Problem dieser Technik ist natürlich die in der ersten Schicht erzeugte Streustrahlung und das damit verbundene Rauschen [131]. Zudem bedingen diese Effekte eine Korrelation zu den Messungen in der zweiten Schicht [118, 50]. Ein Vorteil des Sandwichdetektors im Gegensatz zur True-Dual-Energy Technik ist die Strahlenbelastung des Patienten, die annähernd äquivalent zu einer Single-Energy Akquisition ist. Allerdings liefert der Sandwichdetektor eine schlechtere Energieaufspaltung der effektiven Energien beider Spektren als die True-Dual-Energy Methode [147].

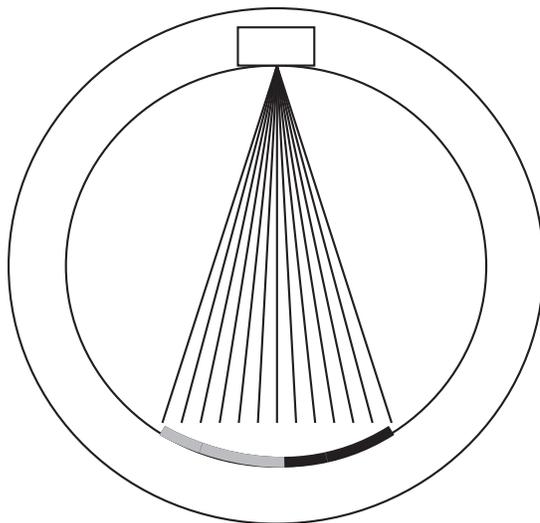


Abbildung 2.4: Aufbau eines Split-Filter Detektorsystems

### Split-Filter-Technologie

Die Split-Filter Technologie [123] ist ein weiterer Ansatz einer Dual-Energy Konfiguration. Im Gegensatz zum Sandwichdetektor ist hierbei jedoch kein Dual-Layer mit einer Schicht zur Absorption der nieder- bzw. höherenergetischen Photonen vorhanden. In dieser Konfiguration wird der Detektor in der Mitte halbiert, wobei eine Seite mit einem strahlauhärtenden Material besetzt ist, welches die niederenergetischen Photonen abfängt (Abb. 2.4). Anders als beim Sandwich-Detektor geht hierbei ein beträchtlicher Teil der Dosis verloren, weshalb der Ansatz des Split-Filter-Detektors als ungeeignet angesehen wird.

## 2.2 Theorie

Dual-Energy Messungen erlauben, Materialien in ihre Zusammensetzung zu zerlegen und zu charakterisieren [61]. Dazu nutzt man die Energieabhängigkeit des Schwächungskoeffizienten aus, da der Photoeffekt hauptsächlich im niederenergetischen Bereich des Röntgenspektrums auftritt, während der Comptoneffekt vornehmlich im höherenergetischen Bereich vorzufinden ist [91] (siehe auch Abschnitt 1.2.2 und 1.2.3). Für diese Zerlegung sind zwei Methoden, die eine Verarbeitung des akquirier-

ten CT-Datensatzes erlauben, bekannt.

Die *erste Methode* verarbeitet die rekonstruierten Bilder in einem oder mehreren Nachverarbeitungsschritten (post-processing). Diese Methode arbeitet ausschließlich auf den rekonstruierten Bilddaten und ist damit abhängig von Partialvolumenartefakten, Voxelrauschen, Strahlauhfärtungs- und Bewegungsartefakten und weiteren Einflüssen der Rekonstruktion (Abschnitt 1.3.4). Durch gängige Korrekturen der Messdaten und Kalibriertechniken werden diese Effekte jedoch ausgeglichen und erlauben eine sehr gute Dual-Energy Auswertung auf Basis von rekonstruierten Bilddaten (Abschnitt 2.4.6 und 2.4.6).

Die *zweite Methode* arbeitet direkt auf den Rohdaten (pre-processing) ist somit nur abhängig von den physikalischen Limitierungen der Akquisition [137, 98]. Diese Methode basiert auf der Auswertung einzelner Linienintegrale und der Zerlegung in sogenannte Basismaterialien, um den Anteil des jeweiligen Basismaterials im Messstrahl quantifizieren zu können oder den Einfluß des Compton- bzw. Photoeffekts zu erfassen [6]. Da beide Effekte von zwei voneinander unabhängigen Parametern bestimmt werden, lassen sich mit dieser Methode z.B. die Elektronendichte und die effektive Ordnungszahl errechnen (vgl. Abschnitt 2.4.7). Die Kenntnis dieser Parameter kann für die Strahlentherapie mit Gammastrahlung bzw. schweren Kernen von entscheidender Bedeutung sein und aufwändige Therapievorbereitungen können damit vereinfacht werden [149, 7, 48, 65]. Implizit lassen sich dabei Strahlauhfärtungsartefakte korrigieren und monoenergetische Bilder erzeugen, die das Signal-zu-Rausch-Verhältnis optimieren [97, 98, 137].

Die Grundlagen der oben erwähnten Ansätze der Dual-Energy Technik sollen im Folgenden detailliert dargestellt werden, wobei ausschließlich die Verarbeitung und Darstellung der Messdaten für post-processing Methoden untersucht wird. Dabei wird der Fokus zunächst auf die Darstellung der Dual-Energy Messdaten gelegt, da sich aufgrund der zweidimensionalen Messwerte mehrere Darstellungsformen ergeben. Weiterhin werden Untersuchungen zur optimalen Bilddosis, zur Bestimmung optimaler Energiebereiche, sowie der Einfluss des Patientendurchmessers einer simultanen Akquisition angestellt. Im Anschluß daran werden verschiedene post-processing Methoden auf die Messdaten angewendet und untersucht.

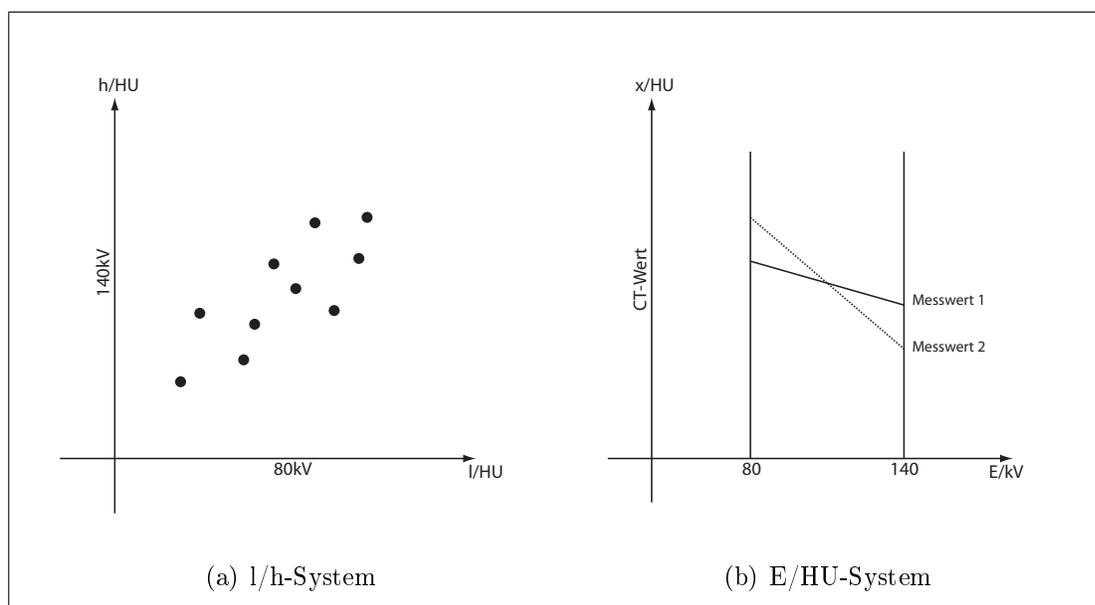


Abbildung 2.5: Darstellung von Dual-Energy Messwerten. In der linken Abbildung wird die x-Achse als l-Achse bezeichnet und soll den Messwert für die niedrige Energie darstellen, die y-Achse wird als h-Achse und soll den Messwert der höheren Energie darstellen. Im E/HU-Diagramm bezeichnet die x-Achse die Energie, die y-Achse den Messwert in Hounsfield-Einheiten.

### 2.2.1 Darstellung von Dual-Energy-Messdaten

Zur Darstellung von Dual-Energy-Messdaten eignet sich ein zweidimensionales kartesisches Koordinatensystem. In Anlehnung an die Verwendung einer niedrigen ( $l$ ) und einer hohen ( $h$ ) Energie soll das zur Darstellung von Dual-Energy Messwerten verwendete Koordinatensystem als  $l/h$ -System bezeichnet werden (Abb. 2.5a). Krauss [87] benutzt eine weitere Darstellungsform der Daten, indem an der x-Achse die Energie  $E$  und an der y-Achse die Schwächungs- oder CT-Werte der Messung aufgetragen werden. Diese Darstellung soll im weiteren als  $E/HU$ -System bezeichnet werden (Abb. 2.5b).

Beide Darstellungen haben ihre Vorteile. Während man im  $l/h$ -System alle Messdaten als Punktwolken visualisieren kann, erlaubt das  $E/HU$ -System eine kompaktere Darstellung der Messwerte, mit dessen Hilfe die Differenz eines Messwertes, also die CT-Wert Änderung eines Voxels vom nieder- zum höherenergetischen Bild, sofort abgelesen werden kann. In der Darstellung des  $l/h$ -Systems ist es schwierig

viele Meßdaten adäquat graphisch voneinander zu trennen (Abb. 2.6), da sich oft überlappende Punktwolken bilden. Diese Überlappungen treten vor allem bei Materialien mit niedrigem Schwächungskoeffizienten (Muskel, Blut, Luft) auf, da sich diese Materialien in der Nähe der Kalibrierpunkte (Wasser und Luft) befinden (Abbildung 2.7), aber auch für Materialien mit einer großen Streubreite (Knochen, Iod). Für bestimmte Darstellungsformen eignet sich jedoch aufgrund der charakteristischen Ausprägungen verschiedener Materialien die Ansicht großer Punktwolken im  $l/h$ -Diagramm, da diese Charakteristika mit manueller Interaktion leicht markiert werden können [143].

Zudem können durch verschiedene Bildverarbeitungsmethoden sog. Clusteringverfahren auf die Datenwolken angewendet werden, um Häufungspunkte zu finden, die repräsentativ für ein bestimmtes Material sind [119]. Mit Hilfe dieser Verfahren kann das  $l/h$ -Diagramm entzerrt und die Visualisierung der Materialien verbessert werden. Diese Methoden erfordern jedoch einen vorherigen Klassifikationsschritt, der je nach Zuordnung zu den gefundenen Häufungspunkten, den sog. Klassenzentren, die repräsentativ für ein bestimmtes Material sind, zu Klassifikationsfehlern führen kann<sup>3</sup>. Die Häufungspunkte können dabei entweder a priori bekannt sein oder werden automatisch ermittelt. Im Folgenden soll zur Darstellung von Dual-Energy-Messwerten vornehmlich das  $l/h$ -System verwendet werden. Dual-Energy-Messwerte werden, falls nicht anders gekennzeichnet, in CT-Werten ausgedrückt.

Wie man anhand Abb. 2.6 feststellen kann, ist die Auswertung von Dual-Energy Daten im Bereich niedriger Schwächungswerte (-1024 HU bis 150 HU) - sofern kein Kontrastmittel vorhanden ist - eine Herausforderung, da der lineare Schwächungskoeffizient offensichtlich für Elemente mit geringer Dichte und niedriger effektiver Ordnungszahl in den Energiebereichen der Computertomographie keine Unterschiede aufweist. Deshalb soll in den nachfolgenden Abschnitten untersucht werden, welche Parameter für die Akquisition gewählt werden müssen, um optimale CT-Messwerte im Bereich der niedrigen bzw. der hohen Energie zu erhalten. Materialien mit niedrigen Schwächungskoeffizienten weisen kein oder nur geringes Enhancement auf, was eine Auswertung unmöglich macht. Zu beachten ist hierbei, dass aufgrund der Gerätekalibrierung auf Wasser und Luft auch die CT-Werte von Wasser und Luft keine nutzbare Differenz in den jeweiligen Energien aufweisen. Materialien, die zwischen diesen Kalibriermaterialien liegen und dichtes Material beinhalten (z. B. Iod im Lungenparenchym), weisen entsprechend dem Abstand von den jeweiligen Kali-

---

<sup>3</sup>Da die Zuordnung auf bestimmten Metriken basiert (z. B. minimaler Abstand eines Messpunktes zum Klassenzentrum), können Mehrdeutigkeiten auftreten oder die Zuordnung durch Rauschen gestört werden.

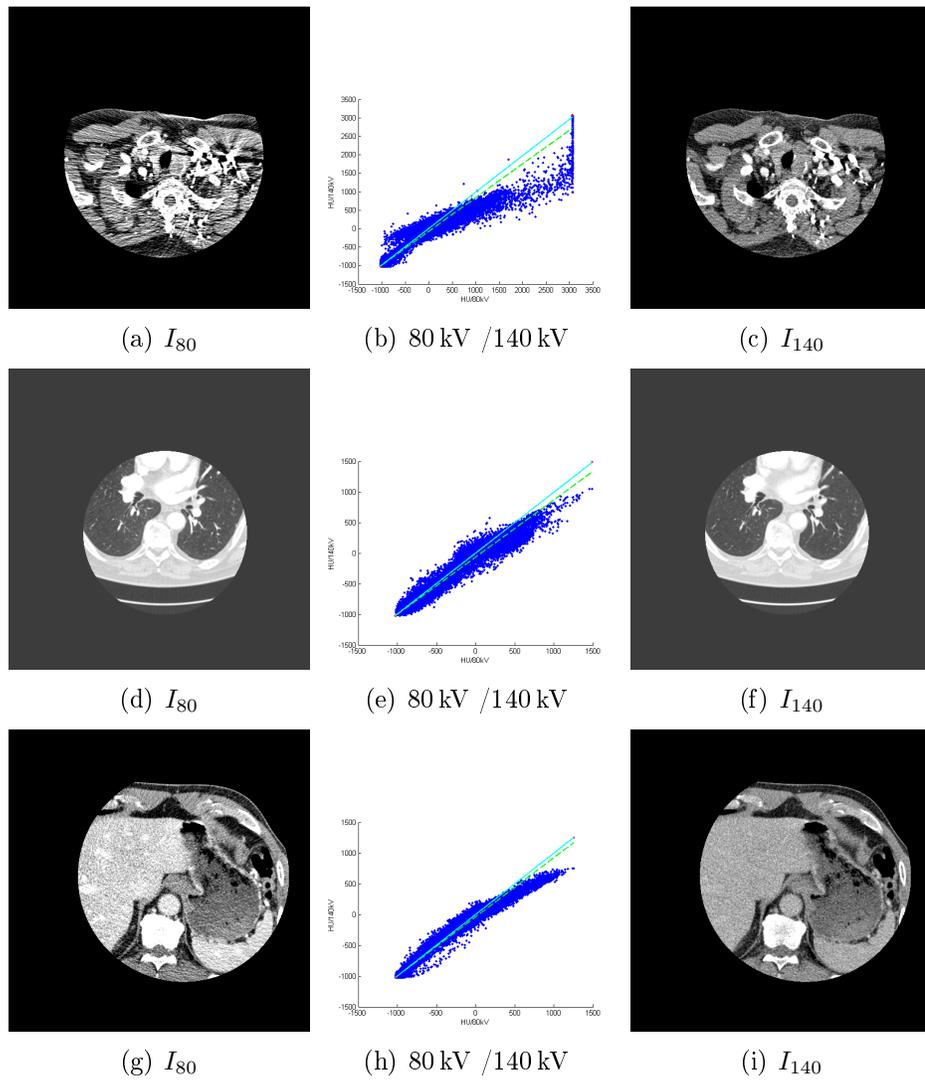


Abbildung 2.6: Charakteristische Darstellung verschiedener Körperbereiche

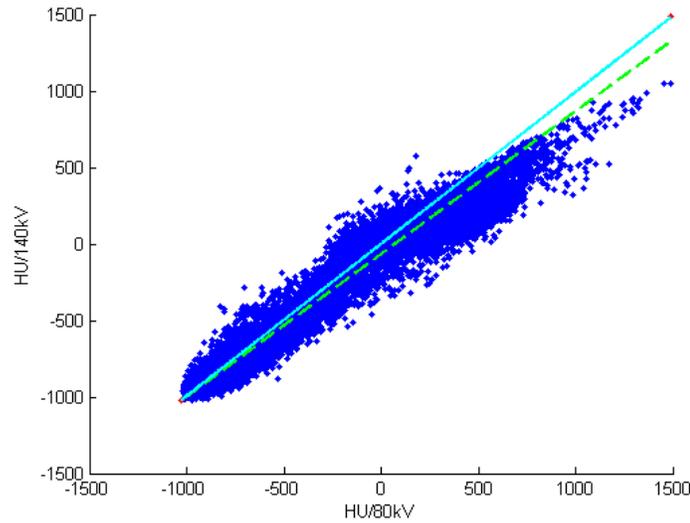


Abbildung 2.7:  $l/h$ -Darstellung der Messwerte eines Thorax

brierpunkten jedoch Unterschiede in den einzelnen Energiebändern auf und können zur Dual-Energy Auswertung herangezogen werden.

### 2.2.2 Bestimmung optimaler Dual-Energy Energien

Vielfach wird diskutiert welche Energien für eine optimale Dual-Energy Aufspaltung nötig sind [33, 154]. Messungen zeigen, dass sich Energien am besten eignen, die in ihrem spektralen Verhalten eine möglichst große Dual-Energy Aufspaltung erzeugen [98, 154, 155, 140]. Für post-processing Methoden bedeutet dies, dass die korrespondieren Voxel im Differenzbild einen starken Hub aufweisen. Wünschenswert dabei wäre, dass jedes Material eine charakteristische Differenz bzw. ein charakteristisches Verhältnis zeigt, was eine optimale Materialklassifikation erlauben würde. Praktisch ist dies jedoch nur bedingt möglich. Messwerte, die demzufolge keine HU-Differenz aufweisen, besitzen nach dieser Definition keine Dual-Energy Information. Dabei ist zu beachten, dass DE-Messungen immer das gesamte Spektrum der Röntgenstrahlung der jeweiligen Röntgenröhre umfassen und deshalb für jede Messung die effektive Energie  $\hat{E}$  betrachtet werden muss. Durch die Proportionalität des Schwächungskoeffizienten zur Energie bedeutet dies - abgesehen von K-Kanten-Effekten, dass durch eine höhere Differenz der effektiven Energien eine höhere Differenz in den rekonstruierten Bildern resultiert. In der Praxis ist durch die Anwendung

eines polyenergetischen Röntgenspektrums, sowie der limitierten Ortsauflösung in der Computertomographie, eine exakte Materialdifferenzierung durch die Auswertung von HU-Differenzen bzw. Verhältnissen nicht möglich. Mit post-processing Methoden, die ausschließlich auf den rekonstruierten Bilddaten arbeiten, lassen sich demnach hauptsächlich Materialien differenzieren (abgesehen vom Bildrauschen), die sich durch einen großen Unterschied in der Ordnungszahl bzw. Materialdichte auszeichnen und deshalb eine hohe CT-Wert-Differenz aufweisen (siehe Abschnitt 2.4.5).

Vergegenwärtigt man sich die in der CT auftretenden Wirkungsquerschnitte der Absorptions- und Streuprozesse (siehe Abschnitt 1.2), so stellt man fest, dass der Photoeffekt zum Großteil im niederenergetischen Bereich auftritt, wohingegen der Anteil der Comptonstreuung vornehmlich bei höheren Energien an Bedeutung gewinnt und dabei hauptsächlich von der Elektronendichte des durchstrahlten Materials abhängt [78]. Der Photoeffekt verliert dabei bei höheren Energien proportional zur dritten Potenz der Energie seinen Anteil an der Gesamtstreuung, nimmt aber bei höheren Ordnungszahlen mit der dritten bis vierten Potenz der Ordnungszahl zu [93]. Beide Effekte können aufgrund des gleichzeitigen Auftretens nicht getrennt voneinander betrachtet werden, da jeder Effekt seinen Beitrag - je nach verwendeter Energie, Ordnungszahl und Elektronendichte - zur Gesamtschwächung leistet. In Abb. 2.8 sind hierzu verschiedene Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit der Energie  $E$  dargestellt. Wie man feststellen kann, werden die K-Kanten der Materialien nicht bzw. nur gering von Spektrum der Röntgenröhre berührt, weshalb K-Kanteneffekte vernachlässigt werden können. Demzufolge erreicht man eine gute Trennung der Absorptions- und Streueffekte, indem die effektiven Energien einer Dual-Energy Akquisition möglichst weit voneinander entfernt liegen, um die Auswirkungen des jeweiligen Wirkungsquerschnitts gering zu halten.

Im Folgenden wurde untersucht, welche Energien unter bestimmten Voraussetzungen für eine optimale Dual-Energy Aufspaltung geeignet sind. Nachdem sich eine hohe HU-Differenz bei Materialien mit hoher Dichte bzw. Ordnungszahl ausbildet (Knochen, Iod, Strukturen mit kollagenhaltigen Substanzen wie z. B. Knorpel, Bänder, Sehnen, Nierensteine, Gallensteine und andere feste Konkrementen) und Weichteilgewebe (Blut und Körpergewebe ohne Kontrastmittel) keine HU-Differenz aufweisen, sollen nur die erstgenannten Materialien mit relativ hoher effektiver Ordnungszahl untersucht werden.

Hierzu wurden zunächst die verformten Spektren bezüglich des Originalspektrums der Röntgenröhre bei der jeweiligen Energie nach Durchdringung einer vorgegebenen Dicke eines zylindrischen Wasserphantoms verglichen. Die Eingangsspektren für

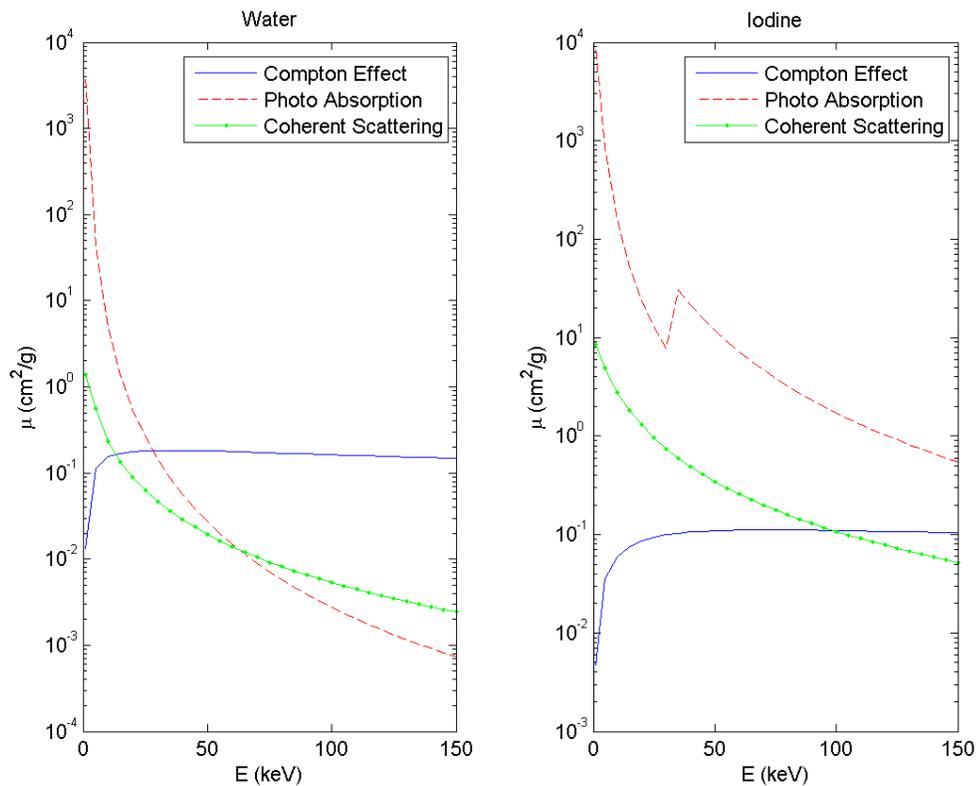


Abbildung 2.8: Absorptionskoeffizienten für die Materialien Wasser und Iod. Bei Wasser ist zu sehen, dass sich die Differenz des Schwächungskoeffizienten zu höheren Energien hin vergrößert. Für Iod ist leicht zu sehen, dass hier ein grosser Unterschied des Schwächungskoeffizienten von der hohen zur niedrigen Energie vorliegt, wobei sich die Differenz zu höheren Energien hin verringert.

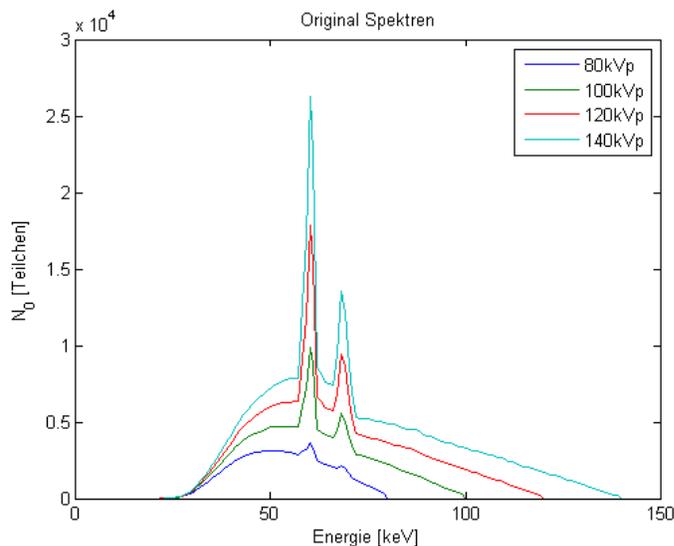


Abbildung 2.9: Austrittsspektren für 4 Energien. Simulation frei Luft

Nominelle Energie	Effektive Energie
$E$ [kV]	$\hat{E}$ [kV]
80	53,3
100	60,1
120	65,7
140	71,0

Tabelle 2.1: Vergleich der nominellen Energie des Austrittsspektrums der Röntgenröhre mit der effektiven Energie.

die im verfügbaren Gerät vorhandenen Energien sind in Abbildung 2.9 dargestellt. Basierend auf diesen Eingangsspektren wurden die im folgenden dargestellten Simulationen durchgeführt. Die effektiven Energien  $\hat{E}$  für die Spektren der jeweiligen nominellen Energie sind in Tabelle 2.1 aufgeführt.

### Simulationen am Wasserphantom

In den nachfolgenden Simulationen soll untersucht werden, welche Spannungs-kombination den größten Unterschied der effektiven Energien nach der Durchdringung verschiedener Phantome mit variablem Durchmesser erzeugt. Der Startdurchmesser beträgt 0 cm (Messung frei Luft) und wird stufenweise um 5 cm bis zu einem

Enddurchmesser von 50 cm erhöht. Der variable Durchmesser soll den Einfluß verschiedener Patientendicken auf die Differenz der effektiven Energien darstellen. Die Eingangsspektren (Abb. 2.9) werden konstant gehalten. Es soll die Energiekombination als optimal angesehen werden, deren Differenz der effektiven Energien nach der Durchdringung des jeweiligen Phantoms ein Maximum erzeugt (Gln. 2.1).

$$E_{\text{opt}}(E_l, E_h) = \max_{l,h} E_{l,\text{eff}} - E_{h,\text{eff}} \quad (2.1)$$

In den Simulationen wurden ein Phantom mit Wasser, ein Phantom mit einer Konzentration von 50mmol/l Iod und ein Phantom mit kortikalem Knochen untersucht. Als Energiekombinationen wurden alle sinnvollen am verwendeten Gerät verfügbaren DE-Kombinationen verwendet:

- 80 kV , 100 kV
- 80 kV , 120 kV
- 80 kV , 140 kV
- 100 kV , 120 kV
- 120 kV , 140 kV

Wie man aus den dargestellten Diagrammen (Abb. 2.10, 2.11 und 2.12) erkennen kann, ist die Kombination der beiden Spannungen 80 kV und 140 kV optimal, da sie ein Maximum der effektiven Energien für alle Phantomdurchmesser erzeugt. Dabei ist die Differenz dieser Kombination verglichen zu den anderen Kombinationen immer um den Faktor 1 – 3 größer und nimmt bei steigendem Durchmesser sogar zu, was wahrscheinlich an der intrinsischen Strahlaufhärtung des 80 kV -Spektrums liegt.

Um eine weitere Verbesserung der Dual-Energy Aufspaltung zu erreichen ist es zusätzlich möglich, den Effektivwert eines der beiden Spektren durch geeignete Vorfilterung (Nickel oder Eisen) zu verschieben. Da die Leistungsaufnahme des 80 kV Spektrums bereits maximal ist und die Bildqualität des 80 kV Spektrums ohnehin sehr schlecht ist, ist es sinnvoll die Vorfilterung am 140 kV Spektrum durchzuführen. Durch diese Vorfilterung läßt sich das 140 kV Spektrum in Richtung höherer effektiver Energien verschieben [99], jedoch reduziert die Vorfilterung die Quantenzahl und erhöht das Bildrauschen. Da die Leistungsaufnahme bei 140 kV nicht vollständig ausgenutzt wird, kann die Dosis erhöht werden. Da sich mit der erwähnten Vorfilterung die effektive Energie des 140 kV Spektrums zu höheren Werten verschieben läßt,

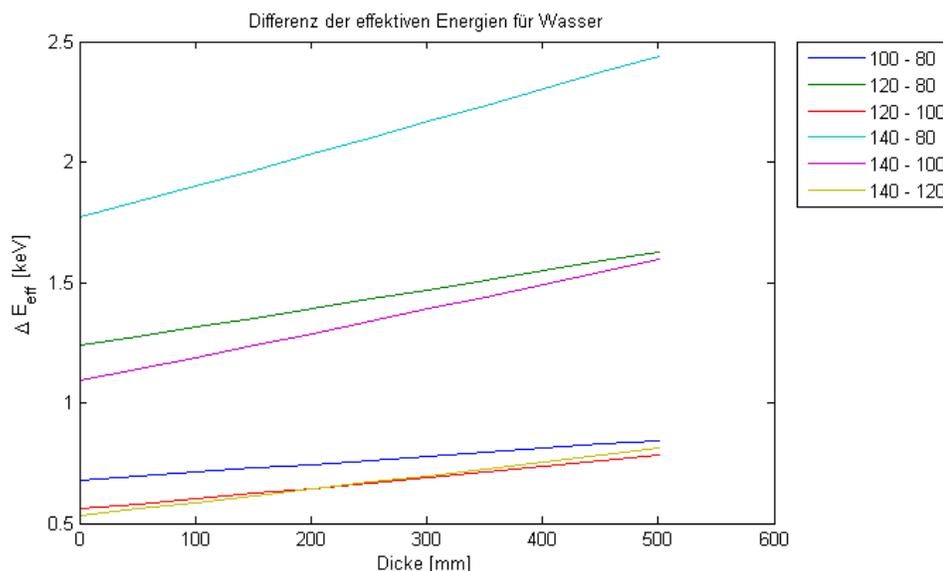


Abbildung 2.10: Differenz der effektiven Energien  $E_{\text{eff}}$  nach der Durchdringung verschiedener Wasserphantomgrößen.

kann die niedrige Energie von 80 kV aufgrund des hohen Bildrauschens auf 100 kV erhöht werden, um für die späteren Nachverarbeitungsschritte ein für beide besseres Signal-zu-Rausch Verhältnis zu erzielen. Leider war zum Zeitpunkt dieser Arbeit eine derartige Vorfilterung aufgrund technischer Limitierungen nicht möglich.

Anhand Abbildung 2.10 kann man leicht sehen, dass das Maximum der Spektrendifferenz bei 80 kV und 140 kV zu finden ist. Bei der exemplarischen Durchdringung der gewählten Energien eines 30 cm Wasserphantoms (Tab. 2.2) erkennt man, dass die Spektrendifferenz von 80 kV und 140 kV ( $\Delta E = 2,2 \text{ keV}$ ), verglichen zu an Differenzpaaren sehr hoch ist, wobei die nächstliegend kleinere Spektrendifferenz bei der Kombination von 80 kV und 120 kV liegt ( $\Delta E = 1,5 \text{ keV}$ ).

Aufgrund der theoretischen Vorüberlegungen der Energieabhängigkeit des Schwächungskoeffizienten und den Erkenntnissen aus den obigen Simulationen wurden für die nachfolgenden Untersuchungen die beiden Energien von 80 kV und 140 kV verwendet. Versuchsweise wurde als höhere Energie zusätzlich 120 kV untersucht, da aufgrund früherer Publikationen (McCullough und Holmes [102]) gezeigt wurde, dass die Verwendung von 120 kV anstelle von 140 kV im höherenergetischen Bereich keine wesentlichen Auswirkungen auf den CT-Wert des resultierenden Bildes hat. Dies konnte jedoch in den durchgeführten Messungen nicht bestätigt werden. Ein Grund

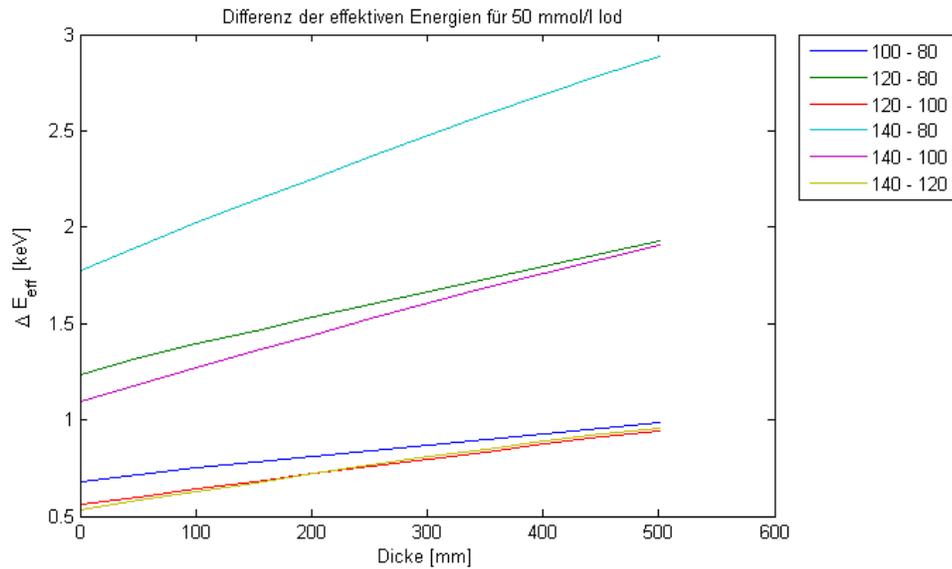


Abbildung 2.11: Differenz der effektiven Energien  $E_{\text{eff}}$  nach der Durchdringung verschiedener Phantomgrößen mit einer 50mmol/l Iod-Wasser-Mischung.

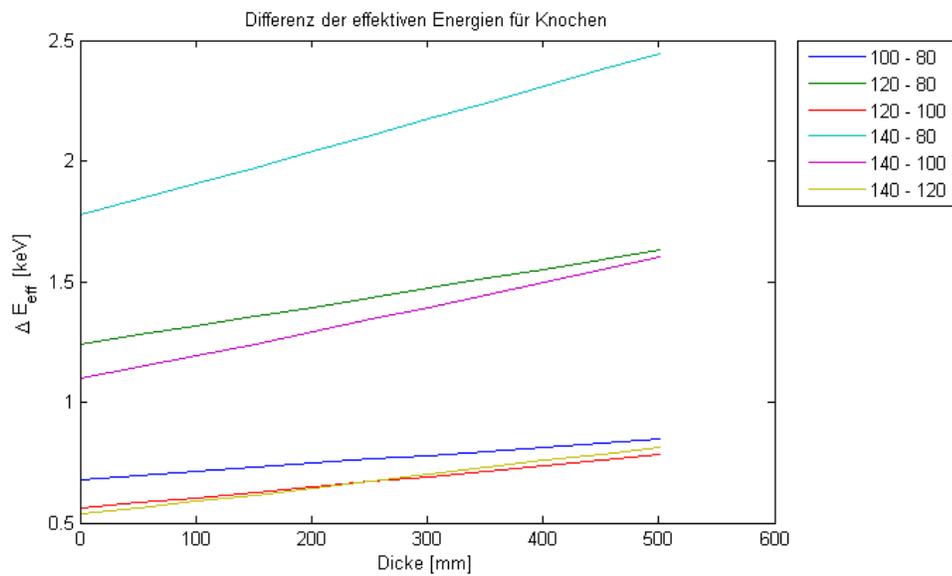


Abbildung 2.12: Differenz der effektiven Energien  $E_{\text{eff}}$  nach der Durchdringung verschiedener Phantomgrößen mit kortikalem Knochen.

$E_l[keV]$	$E_h[keV]$	$\Delta E[keV]$
80	100	0.8
80	120	1.5
80	140	2.2
100	120	0.7
100	140	1.4
120	140	0.7

Tabelle 2.2: Effektive Energie des Differenzspektrums nach der Durchdringung eines 30 cm Wasserphantoms.

hierfür könnte eine andere effektive Energie des Spektrums bei 120 kV gewesen sein bzw. eine andere Vorfilterung, doch waren diese Parameter in der Publikation nicht ersichtlich. Es ist jedoch anschaulich klar, dass durch eine höhere mittlere Differenz der effektiven Energien der transmittierten Spektren auch ein stärkerer Hub der rekonstruierten Voxel im nieder- bzw. höherenergetischen Bild erzeugt wird. Die Untersuchung von Bilddaten mit einer Aufnahmeenergie von 120 kV und den dazugehörigen Parametern ist jedoch für die später folgenden Untersuchungen interessant, da die Berechnung des Mittelwertbildes zur Reduktion des Bildrauschens einer Aufnahmeenergie von ca. 110 kV - 120 kV entspricht.

### Verwendung mehrerer Energien

Die Zusammensetzung des Wirkungsquerschnitts, sowie die Modellierung des Schwächungskoeffizienten aus Photoabsorption und Comptonstreuung legen den Schluß nahe, dass die Verwendung mehrerer Energien zusätzliche Informationen über die Gewebzusammensetzung liefern kann [80]. Wie in den einleitenden Kapiteln gezeigt wurde, setzt sich der Wirkungsquerschnitt aus mehreren Absorptions- und Streuprozessen zusammen, wobei in den bisherigen Betrachtungen nur Photoabsorption und Comptonstreuung behandelt wurde.

Der Anteil der Rayleighstreuung ist im Gegensatz zu den beiden anderen Effekten verschwindend gering und wird vom vorhandenen Quantenrauschen überlagert. Zudem besteht im Bereich ohne starke HU-Differenzen und K-Kanten-Absorptionen [12] ein linearer Zusammenhang der Schwächungskoeffizienten, womit die drei resultierenden Gleichungen der Lösungsmatrix voneinander linear abhängig werden und die Lösungsmatrix singulär wird [80].

In der Praxis treten Abweichungen auf, die die lineare Abhängigkeit der Schwächungskoeffizienten bestätigt und die Determinante der Lösungsmatrix sehr klein wird. Versucht man die Schwächungskoeffizienten aus dem aufgestellten Gleichungssystem zu ermitteln, so ist der Fehler 35mal größer als die Berechnung des Schwächungskoeffizienten aus einer Dual-Energy-Akquisition [80].

### 2.2.3 Bestimmung der optimalen Dual-Energy Dosis

Eine optimale bildbasierte Auswertung von Dual-Energy Messdaten benötigt zwingend gleiches Rauschen<sup>4</sup> pro Datensatz und pro Voxel für die jeweilige Energie [85]. Ein zu hohes Rauschvoxel wenigstens eines Bildes verschlechtert oder verhindert die Dual-Energy Auswertung. Deshalb sollte die Bilddosis<sup>5</sup> (Strom-Zeit-Produkt) so berechnet sein, dass das Voxel im jeweiligen Energiebild etwa gleiches Rauschen aufweist. Da in dieser Arbeit nur Untersuchungen von Dual-Energy Datensätzen im Bildraum gemacht wurden, beschränkt sich die Optimierung der Dosis ausschließlich auf die Auswertung des Rauschens von Voxelmengen im Bildbereich. Um dabei dem Dosisäquivalent einer Single-Energy Akquisition entgegen zu kommen, wird versucht die applizierte Dosis einer Dual-Energy Akquisition auf die beiden Energien zu verteilen. Dadurch verschlechtert sich das Signal-zu-Rausch Verhältnis der rekonstruierten Einzelbilder. Durch Mittelung der beiden Dual-Energy Bildstapel läßt sich jedoch ein diagnostisch auswertbarer sekundärer Bildstapel erzeugen, dessen Signal-zu-Rausch-Verhältnis bezüglich der beiden Einzelakquisitionen optimal ist (siehe Abschnitt 2.4.1).

Im Folgenden bezeichnet  $\sigma_l$  das Rauschen des Voxels im niederenergetischen Bild und  $\sigma_h$  das Rauschen des höherenergetischen Bildes. Im Fall der hier untersuchten Dual-Energy Auswertungen wurden die beiden Energien 80 kV und 140 kV gewählt (siehe Abschnitt 2.2.2). Allgemein gilt es, das Rauschen in den jeweiligen Dual-Energy Bildstapeln so anzugleichen, sodass sich für den Quotienten der beiden Rauschwerte  $\sigma_l$  und  $\sigma_h$  ein Wert von ungefähr 1 ergibt (Gln. 2.2).

$$\gamma = \frac{\sigma_l}{\sigma_h} \approx 1 \quad (2.2)$$

Hierzu wird der Einfluß der Dosis und der Patientendicke auf das Rauschen evaluiert. Das Rauschen in beiden Bildern kann entweder über die applizierte Dosis  $D$  (Gln. 2.3) justiert oder in späteren bildbasierten Nachverarbeitungsmethoden reduziert bzw. angeglichen werden [70, 100, 148, 104, 75], wobei letztere oftmals die Ortauflösung verschlechtern. Die Methode der Rauschreduktion durch Angleichen der bildwirksamen Dosis ist deshalb an dieser Stelle vorzuziehen.

---

<sup>4</sup>Als Rauschen soll die Standardabweichung einer gewählten region-of-interest eines homogenen Bereichs bezeichnet werden.

<sup>5</sup>Bei dieser Untersuchung soll explizit die bildwirksame Dosis von Interesse sein, da diese das Rauschen des Voxels bestimmt. Die Patientendosis ist hier zwar dennoch relevant, kann aber, nachdem die optimale Dosisseparation ermittelt wurde, für beide Energien gleichzeitig angepasst werden.

$$\sigma \propto \frac{1}{\sqrt{D}} \quad (2.3)$$

Der Rausch-Quotient (Rausch-Verhältnis) soll im Weiteren mit dem griechischen Buchstabe  $\gamma$  symbolisiert werden. In der folgenden Untersuchung soll durch Variation der applizierten Dosis ein optimales Rauschverhältnis bestimmt werden. Spätere Untersuchungen stützen sich auf die bildbasierte Reduktion des Bildrauschens und die Erzeugung von rauschreduzierten monoenergetischen Mittelwertbildern (Abschnitt 2.4.1 und 2.4.2).

Bekanntlich rauscht das niederenergetische Bild aufgrund von Strahlaufhärtung und Streustrahlungsartefakten stärker. Deshalb ist es sinnvoll, die Anpassung im niederenergetischen Bild vorzunehmen. Aufgrund der technischen Limitierungen im Strom-Zeit-Produkt des verwendeten Gerätes und der vertretbaren Dosisbelastungen des Patienten ist dies nur in gewissen Grenzen möglich. Bei einer Röhrenleistung von ca. 80 kW, ergibt sich ein maximaler Strom bei einer Beschleunigungsenergie von ca. 80 kV von etwa 600 mA (bei 140 kV ca. 400 mA).

Zum Stand der Technik dieser Arbeit war die Möglichkeit zur Echtzeitrekonstruktion beider Dual-Energy Bildstapel noch nicht gegeben. Die Rekonstruktion wurde mit einem Matlab-Prototypen durchgeführt, dessen Verarbeitungsdauer je nach untersuchter Körperregion für einen Kopf ca. 4 Stunden, für einen Becken-Bein-Angiographiescan ca. 20 Stunden betrug. In den bereits im klinischen Einsatz befindlichen Geräten konnte nur der Datensatz des A-Messsystems in Echtzeit rekonstruiert werden, welches die untersuchenden Ärzte zur Befundung von Patienten benutzten. Aufgrund der Anpassung der Dosis auf einen Single-Energy-Scan ist die Dosis im A-System reduziert und erschwerte dem Arzt die Interpretation der Untersuchung. Vielfach ging man deshalb dazu über, die Dosis im A-System für 140 kV zu erhöhen, um für den Arzt diagnostisch auswertbare Bildstapel zu bekommen. Die Auswertung realer Patientenbilder zur Bestimmung der optimalen Dosis war dadurch nicht mehr möglich, wodurch in dieser Untersuchung ausschließlich Phantomstudien durchgeführt wurden.

Im Folgenden wurden verschiedene zylindrische Wasserphantome mit einem Durchmesser von 20 cm, 30 cm und 40 cm (Abb. 2.14, 2.16 und 2.18) bzw. elliptische Wasserphantome mit einem mittleren Durchmesser von 19 cm, 26 cm und 34 cm (Abb. 2.20, 2.22 und 2.24) untersucht. Die Kollimierung betrug 14x1,2 mm (Engere Kollimierungen um Streustrahlungsartefakte zu vermeiden, z. B. 2x1 mm waren

aufgrund fehlender Kalibriermethoden und -algorithmen nicht möglich). Für jede Energie wurde eine Dosiskombination beginnend bei 50 mAs bis zu einer Dosis von 400 mAs pro Messsystem gewählt, wobei die Dosis stufenweise um 50 mAs erhöht wurde (Abb. 2.21, 2.15, 2.23, 2.17, 2.25, 2.19 und 2.27). Die Rotationszeit betrug 1s. Die quantitativen Auswertungen resultieren aus einer Region of Interest (ROI), die zentral platziert wurde, sowie vier ROIs in der Peripherie, die an den Position  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  und  $270^\circ$  angebracht wurden. Die Auswertung erfolgte bei der zentralen ROI direkt, die vier peripheren ROIs wurden gemittelt. Da aufgrund der Einschränkung des Messfeldes im B-System bei größeren Phantomen die peripheren ROIs nicht komplett auf die Extrempunkte des jeweiligen Phantoms gesetzt werden konnten, wurden die ROIs auf die Extremstellen des rekonstruierten B-Systems gesetzt. Die Größe jeder ROI entsprach ca.  $30 \text{ cm}^2$  (Abb. 2.13).

Aus den Messungen ist ersichtlich, dass das Rauschen mit steigendem mittleren Durchmesser exponentiell steigt (Tab. 2.3). Die Messwerte beim elliptischen 19 cm und zylindrischen 20 cm Wasserphantom liegen dabei noch in akzeptablen Grenzen, wobei die CT-Werte von Wasser auch hier schon nicht mehr den Qualitätsansprüchen der CT-Wert-Konstanz ( $\pm 5 \text{ HU}$ ) entsprechen. Dementsprechend ist eine DE-Auswertung ab einem mittleren Durchmesser von 26 cm nicht mehr akzeptabel. Zu beachten ist, dass das Rauschen in den peripheren ROIs immer geringer als bei den zentral gelegenen ROIs ist.

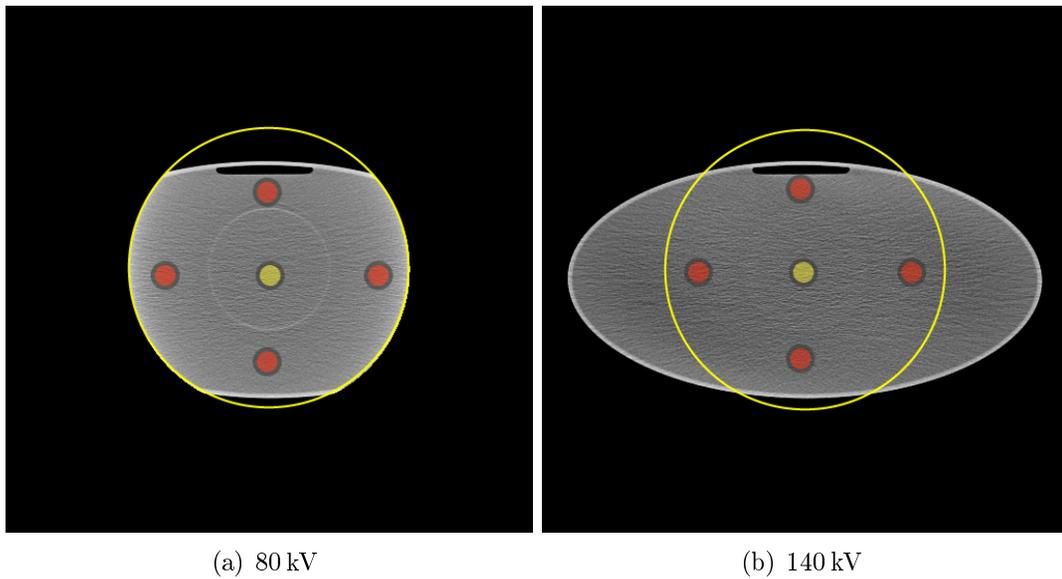


Abbildung 2.13: ROI Messbereiche im kleinen, sowie im großen Meßfeld. Die ROIs wurden so gewählt, dass die Bereiche sowohl im großen Meßfeld als auch im kleinen Meßfeld erfaßt wurden. Die gelbe Markierung stellt die zentrale ROI dar, welche direkt gemessen wurde. Die vier roten ROIs erfassen die peripheren Messungen und wurden durch Mittelung berechnet. Der gelbe Kreisring stellt die Meßfeldgrenze des kleinen Meßsystems dar.

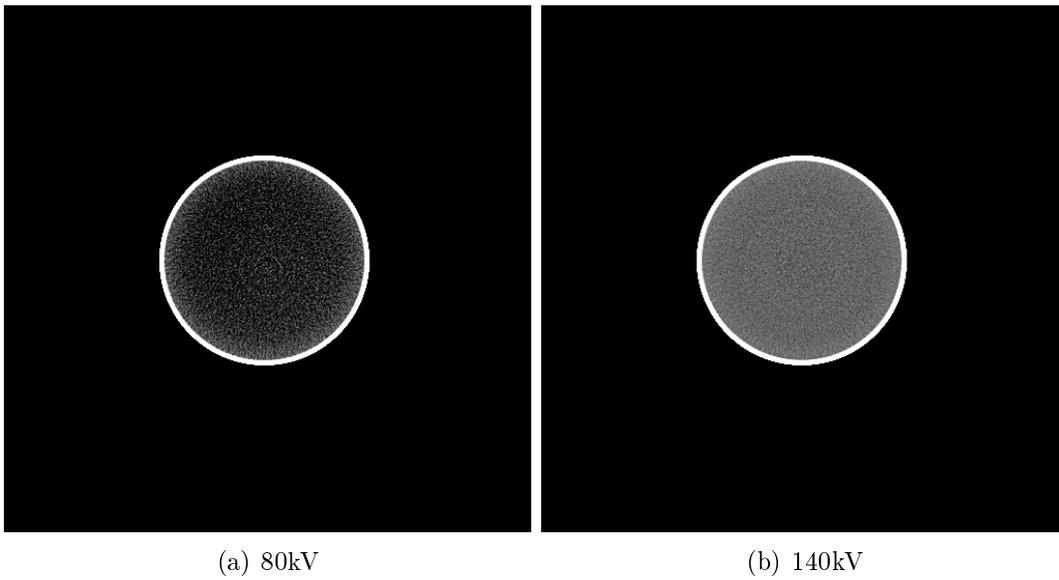


Abbildung 2.14: 20cm zylindrisches Wasserphantom, gefenstert mit Standardeinstellungen.

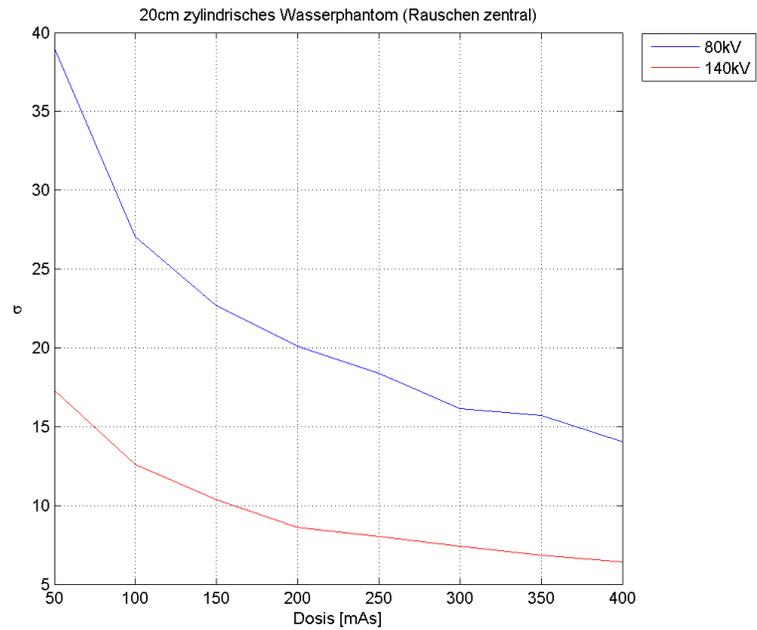
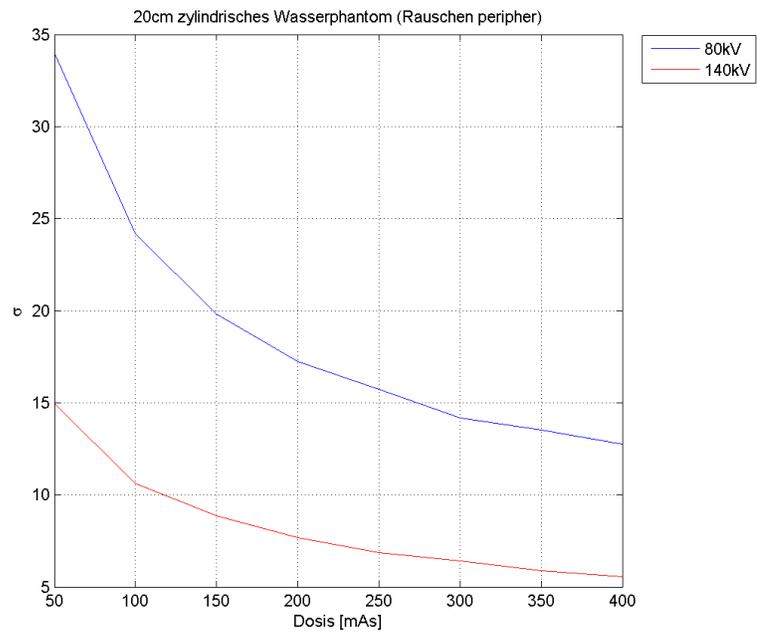
(a)  $\sigma$  (zentral)(b)  $\sigma$  (peripher)

Abbildung 2.15: 20cm zylindrisches Wasserphantom, (a) Rauschen zentral gemessen, (b) Rauschen peripher, gemittelt über vier ROI-Bereiche.

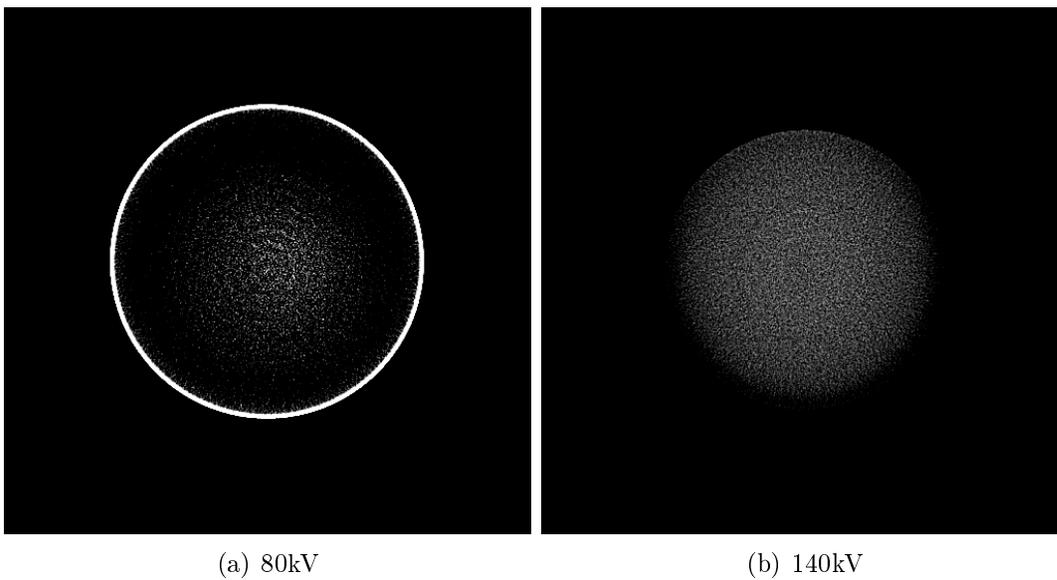


Abbildung 2.16: 30cm zylindrisches Wasserphantom, gefenstert mit Standardeinstellungen.

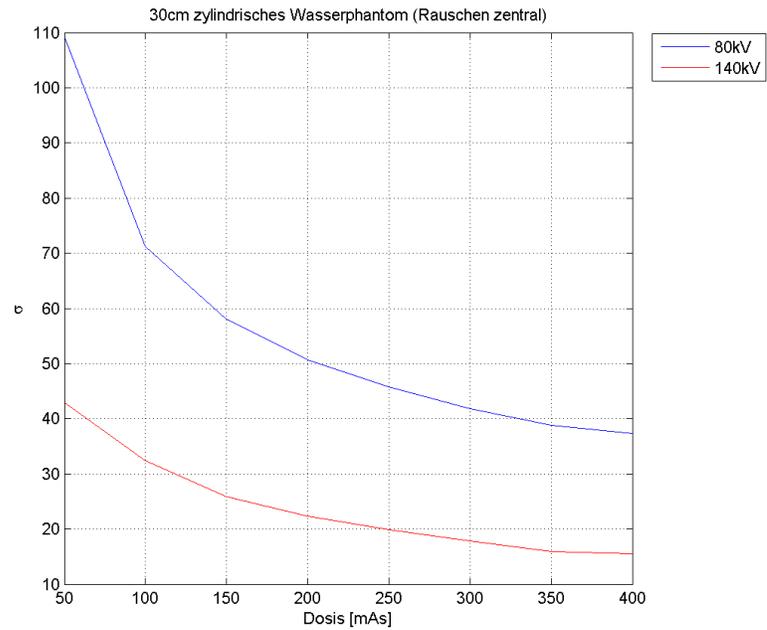
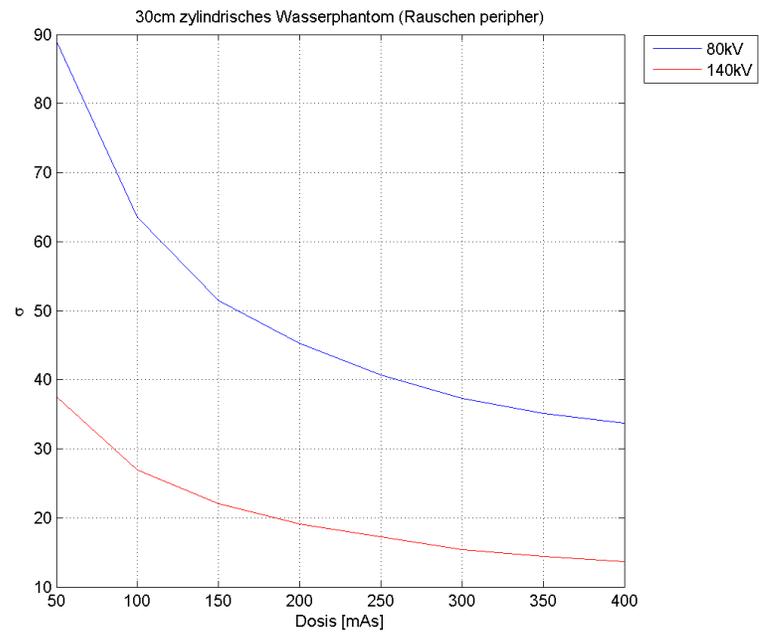
(a)  $\sigma$  (zentral)(b)  $\sigma$  (peripher)

Abbildung 2.17: 30cm zylindrisches Wasserphantom, (a) Rauschen zentral gemessen, (b) Rauschen peripher, gemittelt über vier ROI-Bereiche.

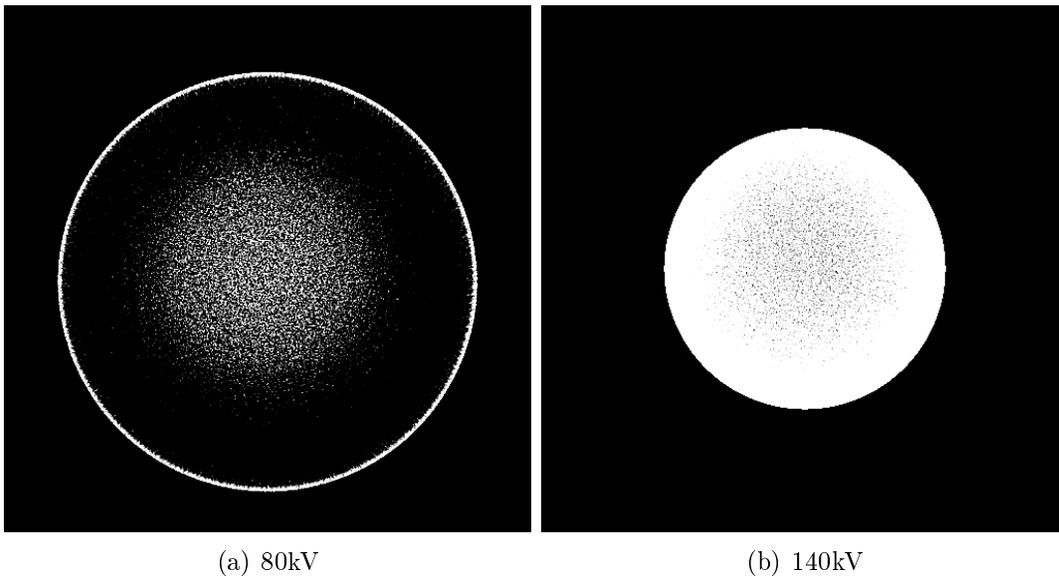


Abbildung 2.18: 40cm zylindrisches Wasserphantom, gefenstert mit Standardeinstellungen.

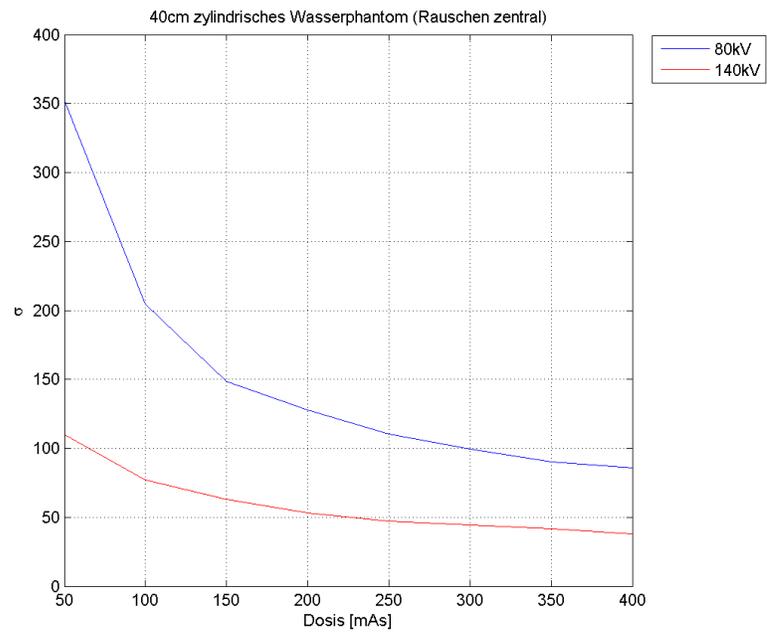
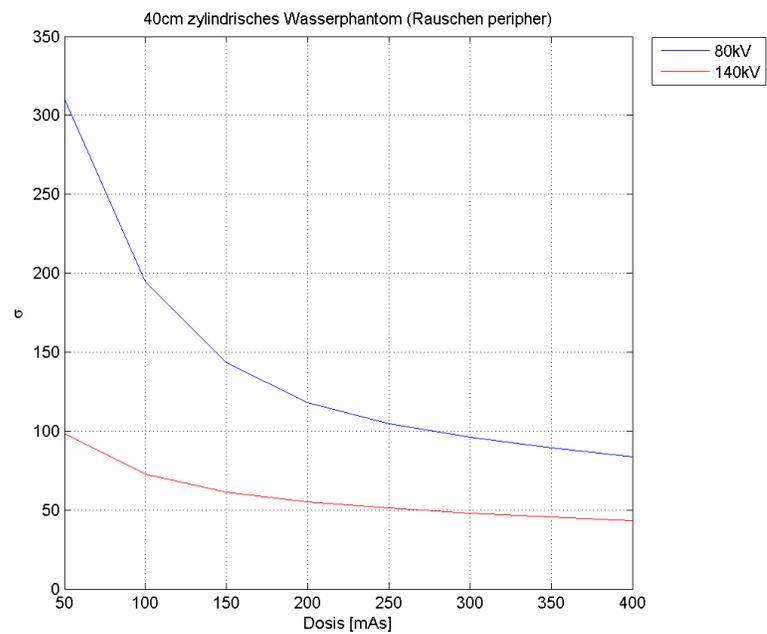
(a)  $\sigma$  (zentral)(b)  $\sigma$  (peripher)

Abbildung 2.19: 40cm zylindrisches Wasserphantom, (a) Rauschen zentral gemessen, (b) Rauschen peripher, gemittelt über vier ROI-Bereiche.

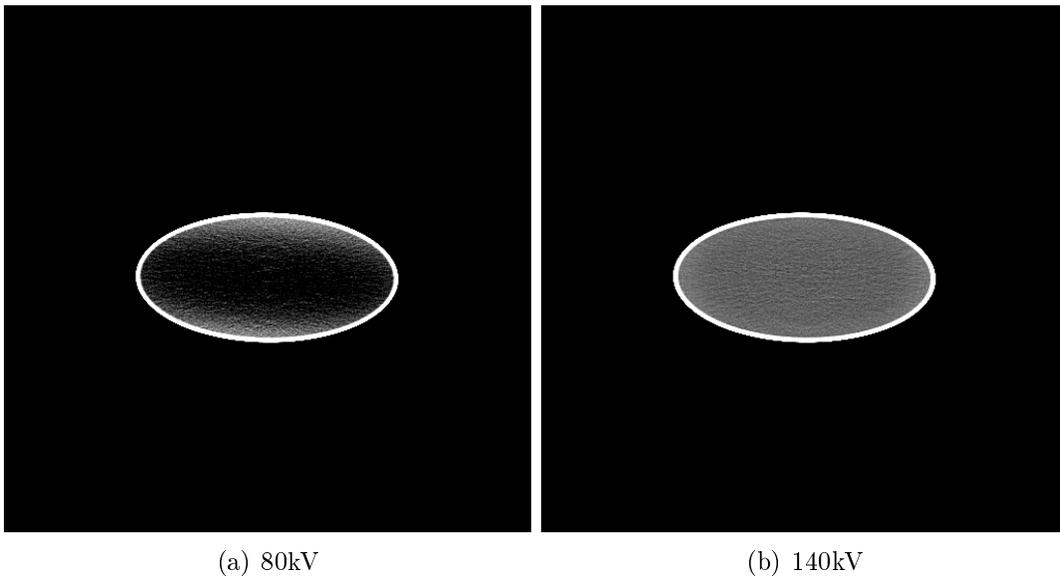


Abbildung 2.20: 19cm elliptisches Wasserphantom, gefenstert mit Standardeinstellungen.

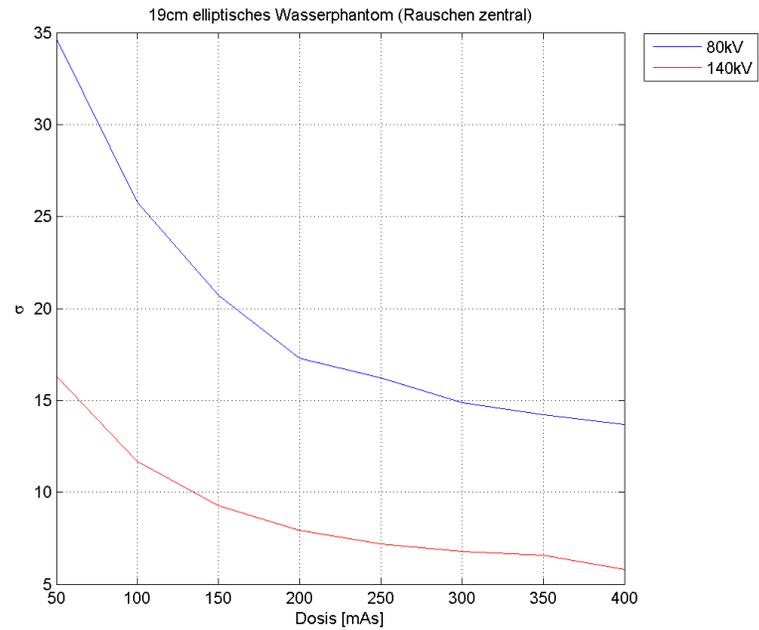
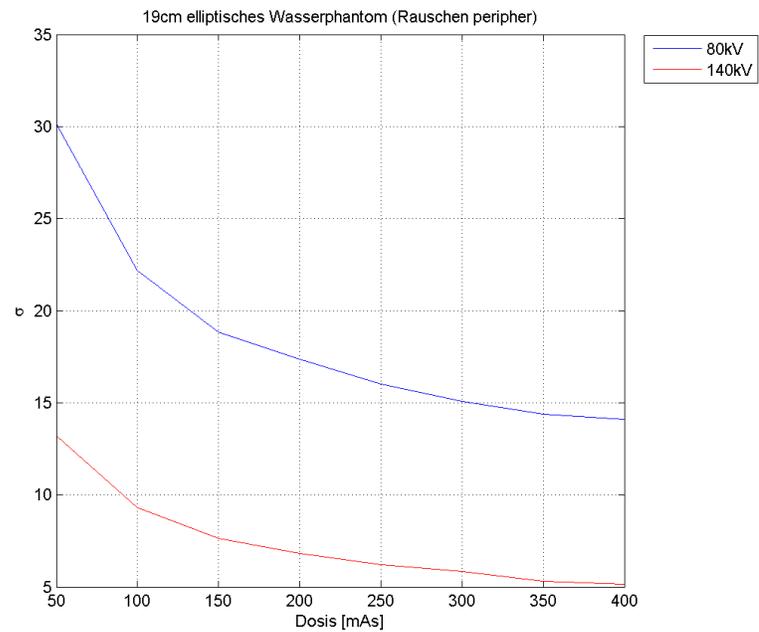
(a)  $\sigma$  (zentral)(b)  $\sigma$  (peripher)

Abbildung 2.21: 19cm elliptisches Wasserphantom, (a) Rauschen zentral gemessen, (b) Rauschen peripher, gemittelt über vier ROI-Bereiche.

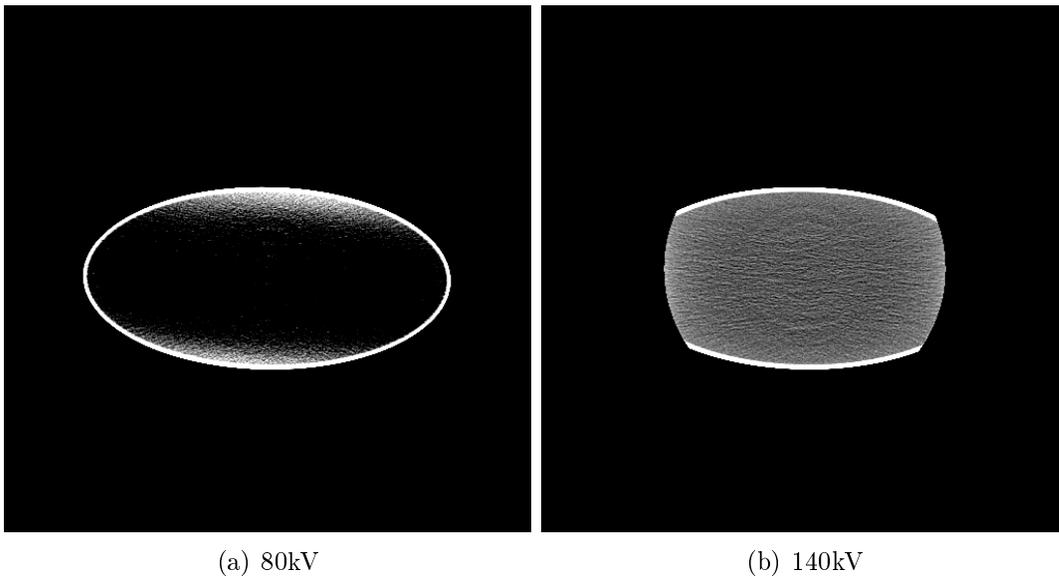


Abbildung 2.22: 26cm elliptisches Wasserphantom, gefenstert mit Standardeinstellungen.

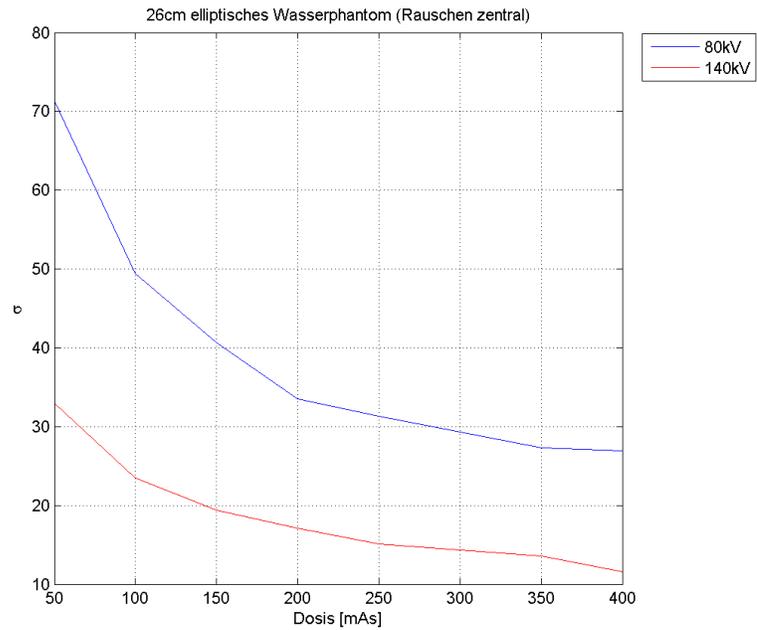
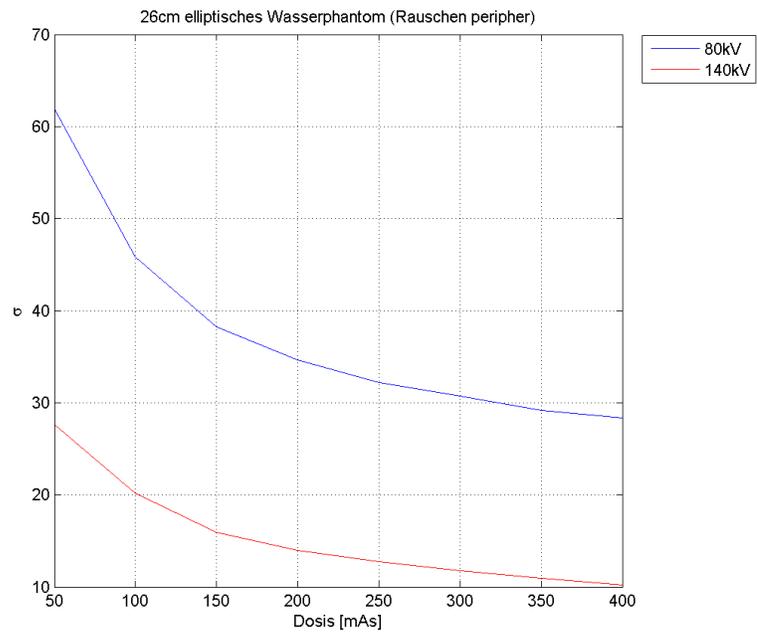
(a)  $\sigma$  (zentral)(b)  $\sigma$  (peripher)

Abbildung 2.23: 26cm elliptisches Wasserphantom, (a) Rauschen zentral gemessen, (b) Rauschen peripher, gemittelt über vier ROI-Bereiche.

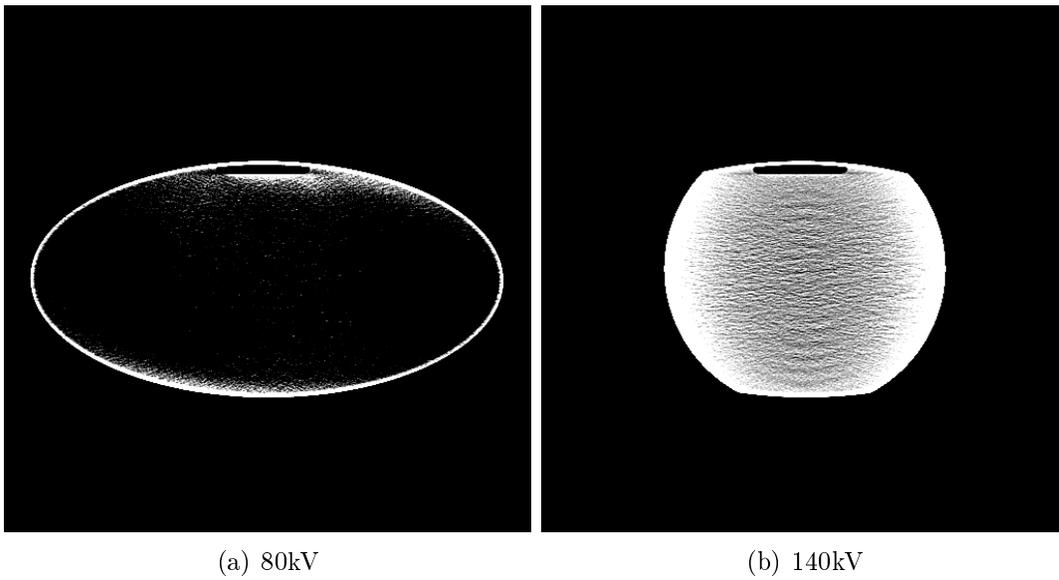


Abbildung 2.24: 34cm elliptisches Wasserphantom, gefenstert mit Standardeinstellungen.

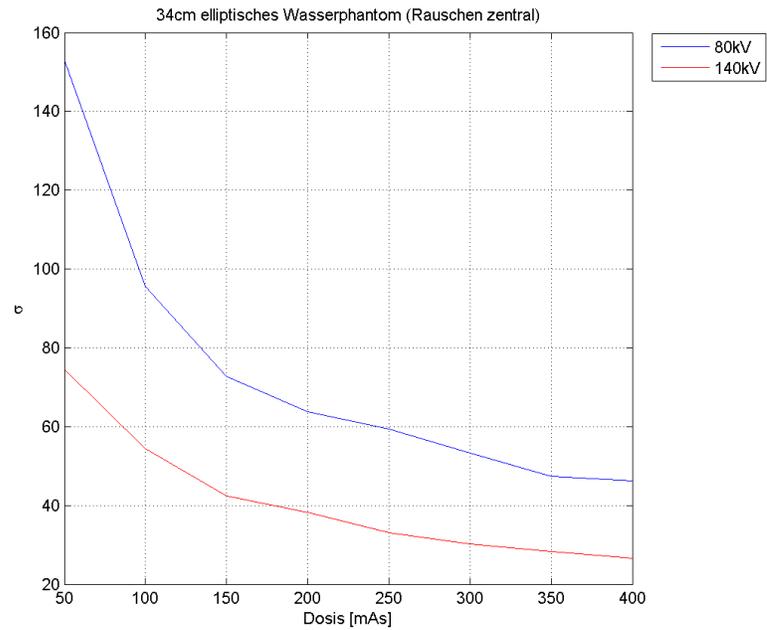
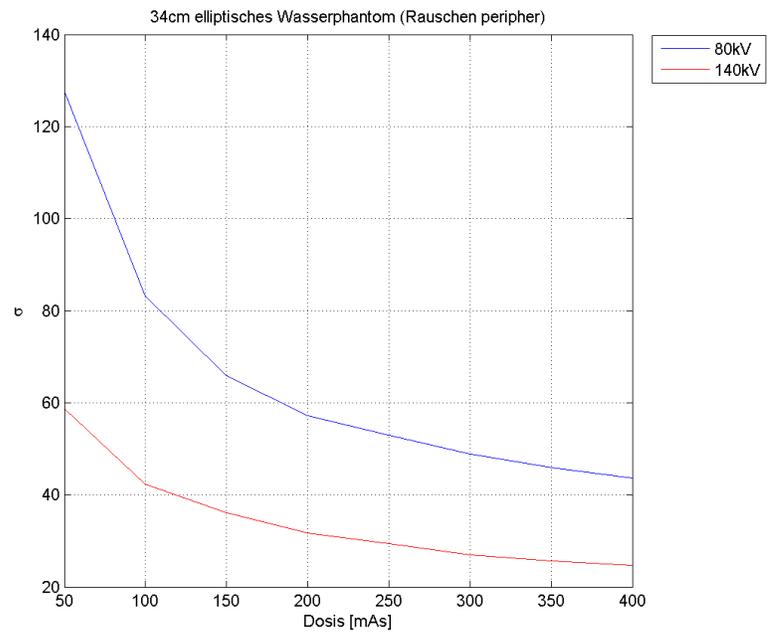
(a)  $\sigma$  (zentral)(b)  $\sigma$  (peripher)

Abbildung 2.25: 34cm elliptisches Wasserphantom, (a) Rauschen zentral gemessen, (b) Rauschen peripher, gemittelt über vier ROI-Bereiche.

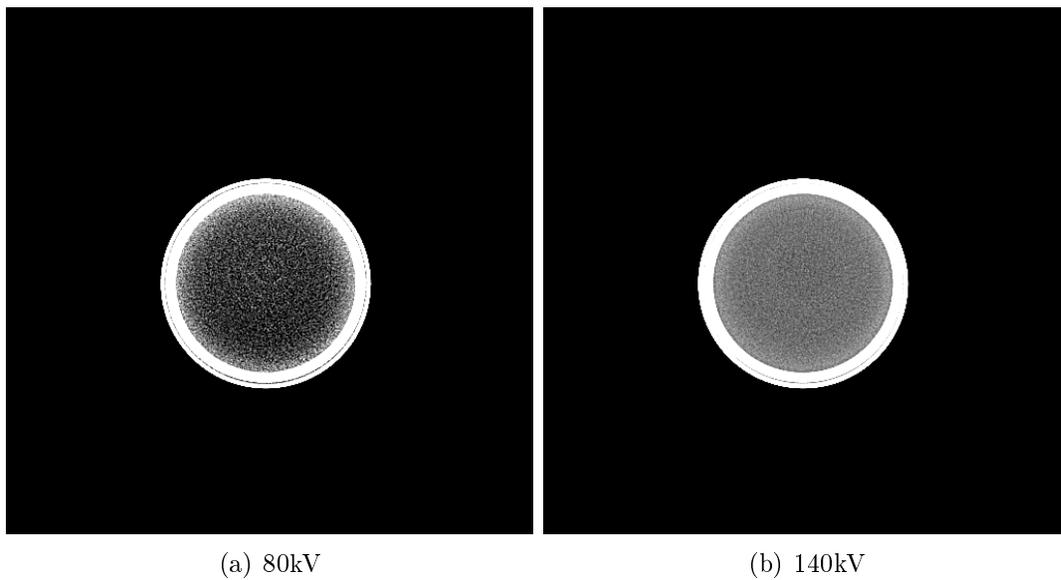


Abbildung 2.26: 20cm zylindrisches Kopfphantom, gefenstert mit Standardeinstellungen.

Phantom	80 kV		140 kV	
	zentral $\mu(\sigma)$	peripher $\mu(\sigma)$	zentral $\mu(\sigma)$	peripher $\mu(\sigma)$
<b>zylindrische Phantome</b>				
20cm	21,6 (8,2)	18,9 (7,2)	9,7 (3,7)	8,4 (3,2)
30cm	56,6 (24,1)	49,5 (18,8)	24,1 (9,4)	20,8 (8,1)
40cm	152,4 (89,6)	142,6 (77,0)	59,3 (24,2)	59,4 (18,5)
<b>elliptische Phantome</b>				
19cm	19,7 (7,3)	18,5 (5,4)	8,9 (3,5)	7,4 (2,7)
26cm	38,7 (15,2)	37,6 (11,3)	18,4 (6,9)	15,4 (5,9)
34cm	73,9 (35,8)	65,7 (28,2)	40,9 (16,4)	34,4 (11,5)
<b>Kopfphantom</b>				
20cm	27,5 (10,4)	26,2 (9,5)	11,2 (4,3)	10,6 (3,9)

Tabelle 2.3: Rauschwerte der zylindrischen und elliptischen Wasserphantome inkl. dem zylindrischen Kopfphantom.

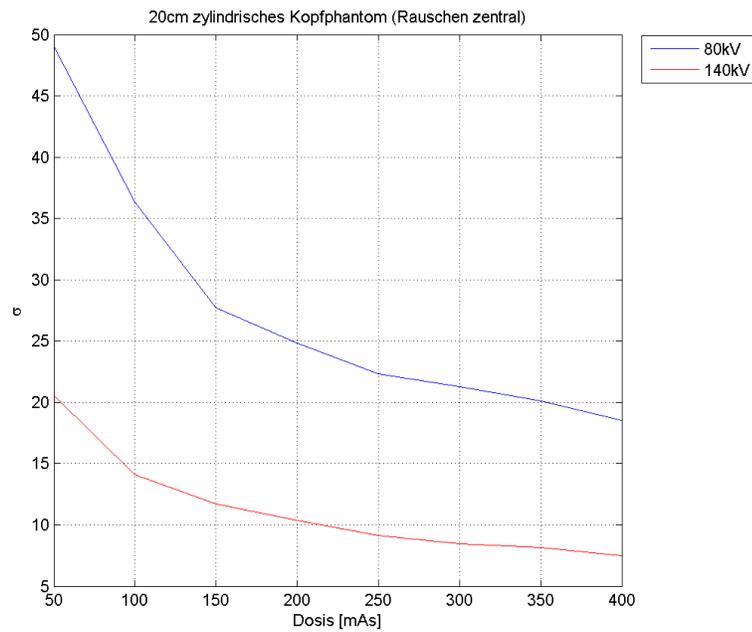
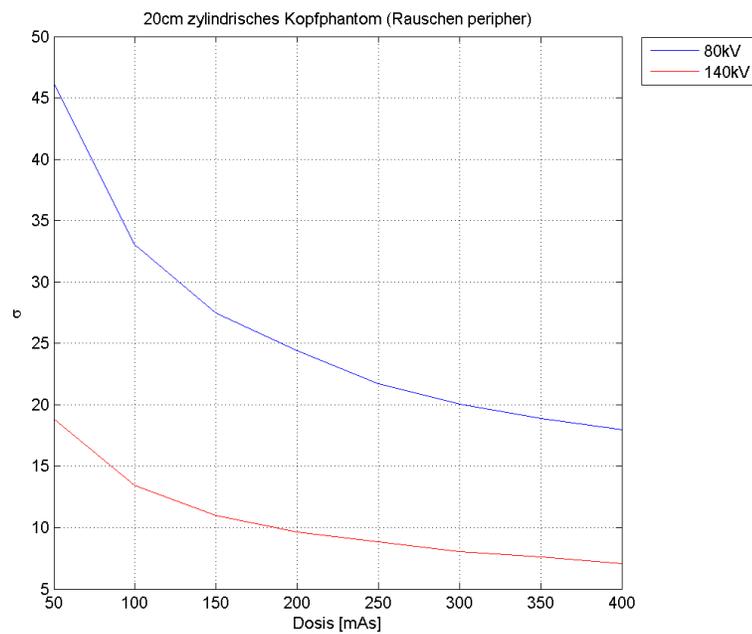
(a)  $\sigma$  (zentral)(b)  $\sigma$  (peripher)

Abbildung 2.27: 20cm zylindrisches Kopfphantom, (a) Rauschen zentral gemessen, (b) Rauschen peripher, gemittelt über vier ROI-Bereiche.

### 2.2.4 Einfluß der Patientendicke auf das Bildrauschen

Nachfolgend soll anhand der vorherigen Phantommessungen der Einfluß der Patientendicke  $d$  auf den Rausch-Quotienten  $\gamma$  genauer untersucht und ein funktioneller Zusammenhang hergestellt werden. Dazu wurden obige Messungen zur optimalen Dosis verwendet und der Rausch-Quotient für jede Dicke der verwendeten Wasserphantome (elliptisch, zylindrisch) untersucht. Für jede Dicke  $d$  wurde der mittlere Rausch-Quotient  $\hat{\gamma}$  über die Anzahl  $N$  der gemessenen Dosiswerte  $D_i$  zentral und peripher ausgewertet (Gln. 2.4). Zudem wurde die Standardabweichung des Rausch-Quotienten berechnet. Aufgrund der ungenügend vorhandenen Anzahl an Messpunkten (7 Phantommessungen) ist hier keine konkrete Aussage über den Verlauf des Einflusses bzgl. des Rauschens sowie des Rausch-Quotienten zu treffen. Dennoch soll aus der vorhandenen Anzahl an Messpunkten und aus den Erkenntnissen von 2.2.3 eine Schätzung unternommen werden.

$$\hat{\gamma}_d = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \gamma_d(D_i) \quad (2.4)$$

$\hat{\gamma}$  bezeichnet den mittleren Rausch-Quotienten, der sich aus der mittleren Summe der einzelnen Rausch-Quotienten  $\gamma_d(D_i)$  bei verschiedenen Dosiswerten  $D_i$  und bei konstanter Phantom- bzw. Materialdicke  $d$  ergibt.

#### Zylindrische Phantome

Zunächst wurden die zylindrischen Wasserphantome untersucht. Die verwendeten Durchmesser der Wasserphantome betragen wiederum 20 cm, 30 cm und 40 cm. Zusätzlich wurde das zylindrische Kopfphantom untersucht, welches mit einem Knocheneinsatz innerhalb der äußeren Plexiglashülle versehen ist, um die Schädelkalotte zu simulieren. Anhand der Abbildungen 2.28 und 2.29 erkennt man, dass bei geringen Objektdurchmessern (20 cm und 30 cm Wasserphantom) der Rausch-Quotient sowohl zentral als auch peripher als konstant betrachtet werden kann (siehe Tabelle 2.4). Der Mittelwert des Rausch-Quotienten beträgt beim 20 cm bzw. 30 cm Wasserphantom ca. 2,3 und ist mit einer vergleichbar niedrigen Standardabweichung behaftet (ca. 0 – 0.1).

Im Gegensatz zu den beiden vorhergehenden Phantomen mit geringem Objektdurchmesser kann der Rausch-Quotient des 40 cm Wasserphantoms in den gemessenen Dosisbereichen nicht mehr als konstant gesehen werden (Abb. 2.30). Vielmehr ist der Rausch-Quotient eine Exponentialfunktion, wobei jedoch zentral und peripher

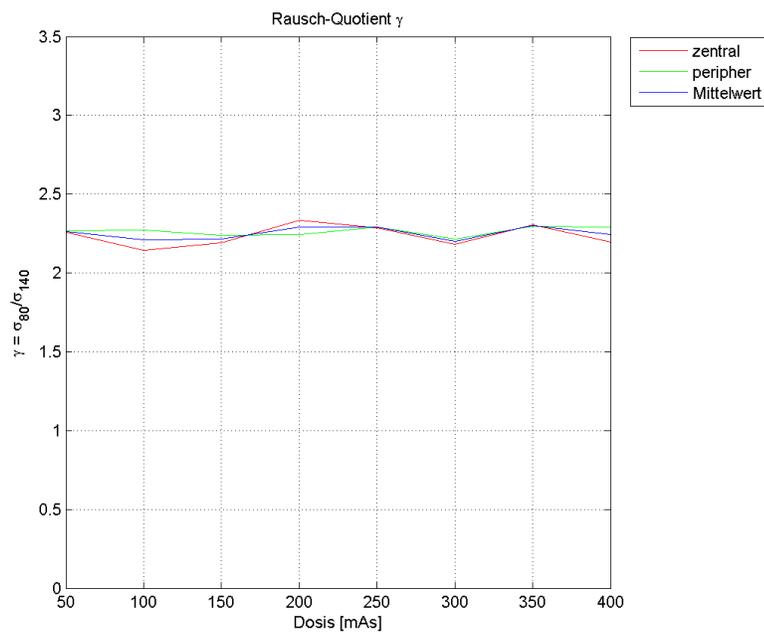


Abbildung 2.28: 20cm zylindrisches Wasserphantom, Rausch-Quotient  $\gamma$ .

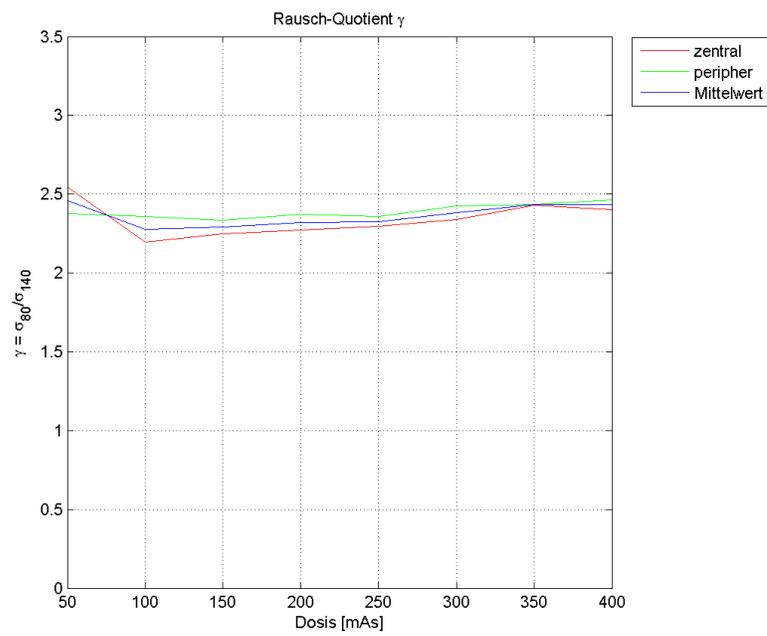


Abbildung 2.29: 30cm zylindrisches Wasserphantom, Rausch-Quotient  $\gamma$ .

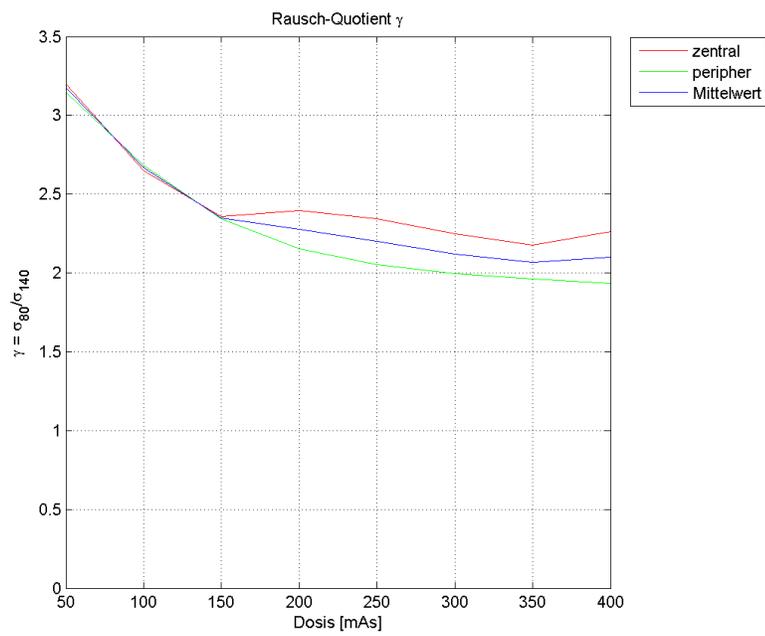


Abbildung 2.30: 40cm zylindrisches Wasserphantom, Rausch-Quotient  $\gamma$ .

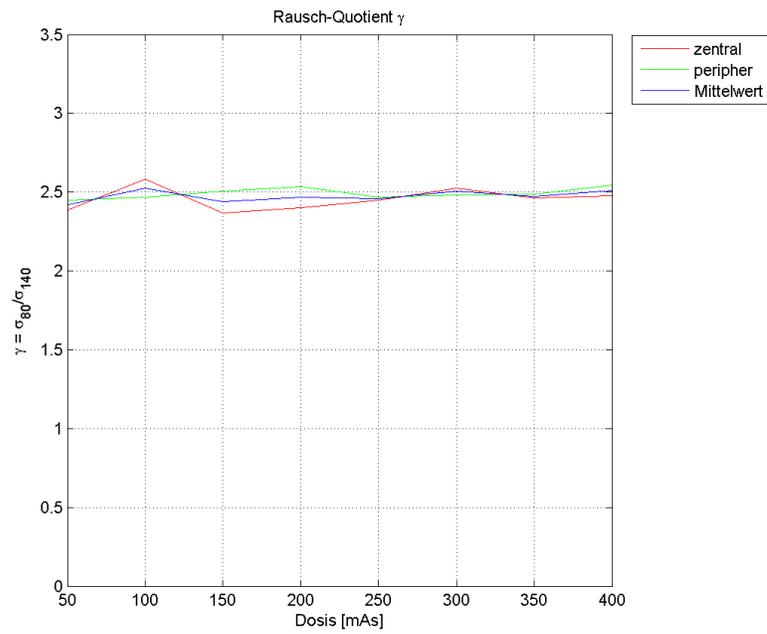


Abbildung 2.31: 20cm zylindrisches Kopfphantom, Rausch-Quotient  $\gamma$ .

keine starken Abweichungen auftreten. Dies ist vor allem dadurch zu begründen, dass der Detektor im Falle niedriger Quantenzahlen aufgrund des großen Objektdurchmessers ausschließlich im Bereich des Elektronikrauschens arbeitet. Während bei niedrigen Dosen (bis zu 150 mAs ) sehr hohe Werte für den Rausch-Quotienten resultieren (bis zu 3,2), liegt der Wert für den Rausch-Quotienten im höheren untersuchten Dosisbereich (150 mAs – 400 mAs ) annähernd bei 2,2 – 2,4, wobei die Standardabweichung verglichen zum 20 cm bzw. 30 cm Wasserphantom sehr hoch ist (ca. 0,3-0,4).

Das untersuchte 20 cm Kopfphantom (Abb. 2.31) verhält sich in puncto Rauschen analog zum zylindrischen 20 cm Wasserphantom, wobei die Mittelwerte zentral und peripher um ca. 0,2 – 0,3 erhöht sind.

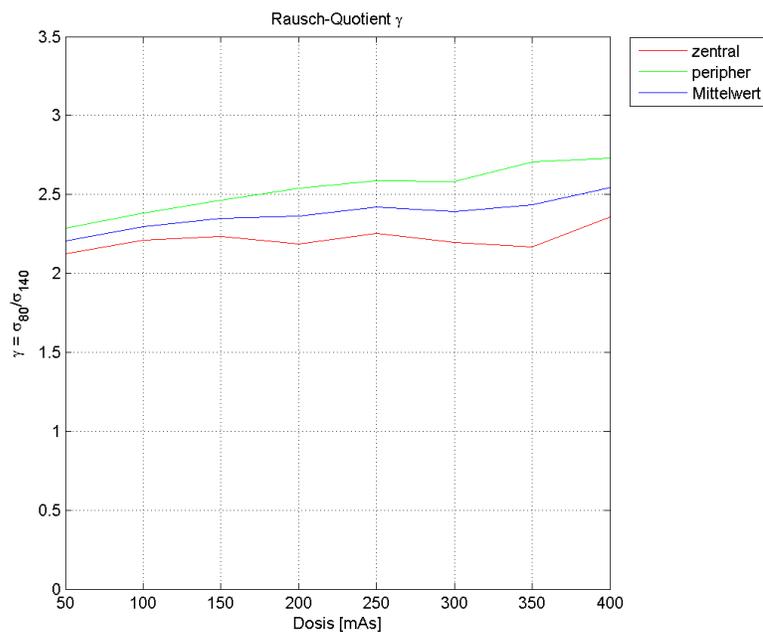
### Elliptische Phantome

Im Weiteren wurden die elliptischen Wasserphantome mit den mittleren Durchmessern 19 cm , 26 cm und 34 cm zur Untersuchung des Einflusses der Patientendicke  $d$  auf das Bildrauschen ausgewertet. Anhand der elliptischen Wasserphantome soll der Einfluß Asymmetrie des Objekts auf das Bildrauschen untersucht werden.

Bei den elliptischen Phantomen zeigt sich die Abhängigkeit der ROI-Auswertung vom Ort der Messung. Während beim 19 cm elliptischen Wasserphantom (Abb. 2.32) zentral ein Rausch-Quotient von ca. 2,2 mit einer Standardabweichung von 0,1 resultiert, zeigt sich peripher ein Rausch-Quotient von ca. 2,5 mit einer Standardabweichung von 0,2.

Ähnliches gilt für das 26 cm elliptische Wasserphantom (Abb. 2.33). Hier zeigt sich zentral ein Rausch-Quotient von ca. 2,1 mit einer Standardabweichung von 0,1 und peripher ein Rausch-Quotient von ca. 2,5 und einer Standardabweichung von 0,2.

Schließlich zeigt sich beim 34 cm elliptischen Wasserphantom ein zentraler Rausch-Quotient von ca. 1,8 mit einer Standardabweichung von ca. 0,1 und peripher ein Rausch-Quotient von ca. 1,9 mit einer Standardabweichung von ca. 0,1 (Abb. 2.34).

Abbildung 2.32: 19cm elliptisches Wasserphantom, Rausch-Quotient  $\gamma$ .

Phantom	zentral $\mu(\sigma)$	peripher $\mu(\sigma)$	Mittelwert $\mu(\sigma)$
<b>zylindrische Phantome</b>			
20cm	2,2 (0,1)	2,3 (0,0)	2,3 (0,0)
30cm	2,3 (0,1)	2,4 (0,0)	2,4 (0,1)
40cm	2,5 (0,3)	2,3 (0,4)	2,4 (0,4)
<b>elliptische Phantome</b>			
19cm	2,2 (0,1)	2,5 (0,2)	2,4 (0,1)
26cm	2,1 (0,1)	2,5 (0,2)	2,3 (0,1)
34cm	1,8 (0,1)	1,9 (0,1)	1,8 (0,1)
<b>Kopfphantom</b>			
20cm	2,5 (0,1)	2,5 (0,0)	2,5 (0,0)

Tabelle 2.4: Einfluss der Materialdicke auf den Rauschquotienten

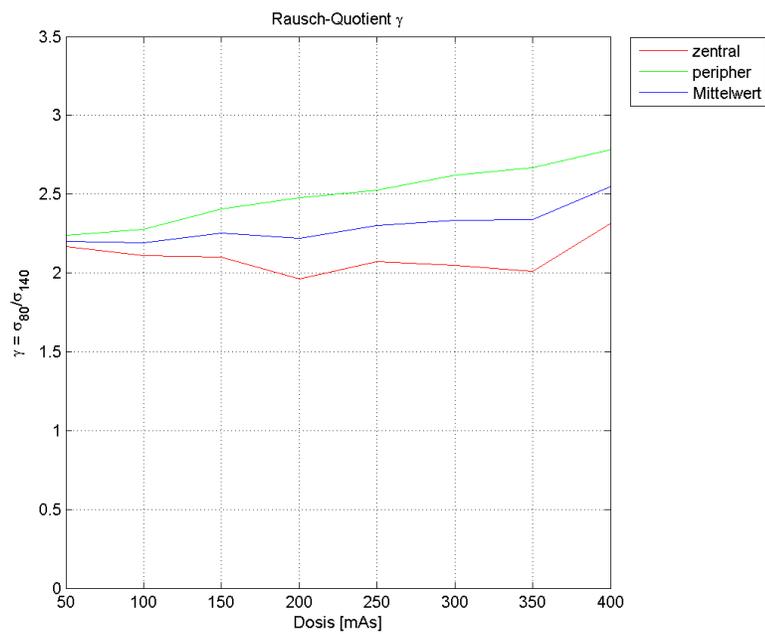


Abbildung 2.33: 26cm elliptisches Wasserphantom, Rausch-Quotient  $\gamma$ .

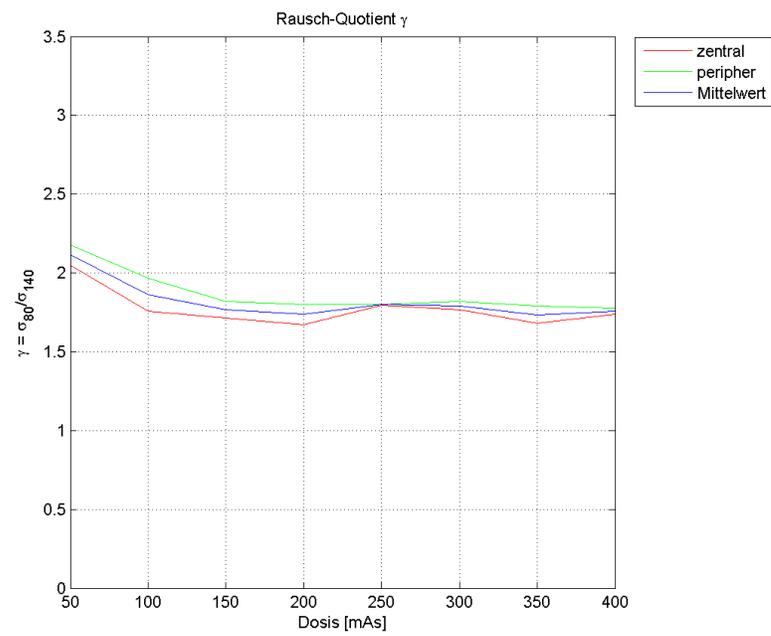


Abbildung 2.34: 34cm elliptisches Wasserphantom, Rausch-Quotient  $\gamma$ .

### 2.2.5 Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

Wie zu erwarten war, steigt das Rausch-Verhältnis bei den zylindrischen Wasserphantomen bei steigendem Patientendurchmesser und gleicher Dosis auf beiden Messsystemen aufgrund der starken Schwächung. Dabei ist das Rausch-Verhältnis des 140 kV Bildes immer um etwa den Faktor 2-3 besser als das 80 kV Bild. Zudem steigt das Rausch-Verhältnis  $\gamma$  bei geringer Dosis zunächst um einen Faktor von ca. 2-3,5 an und sinkt bei steigender Dosis bis zum Faktor 2 ab. Das im Bild vorhandene Rauschen an einer zentralen und einer peripheren Stelle unterscheidet sich aufgrund der Rotationssymmetrie der zylindrischen Objekte kaum, wobei das Rauschen im Isozentrum leicht reduziert ist. Zu beachten ist jedoch, dass für jedes Messsystem separat ein sogenanntes Clipping durchgeführt wird, welches aufgrund fehlender Projektionen im Projektionsraum (z. B. zu niedrige Dosis um am Bildwandler ein Signal zu erzeugen) für jeden einzelnen Kanal eine Ergänzung durch den Nachbar kanal durchführt. In der Rekonstruktion entspricht dies einer Glättung im Bildraum und wirkt sich somit direkt auf das SNR des jeweiligen Bildes aus. Daraus folgt, dass das Rauschen bei extrem niedriger Dosis sinkt, bis eine Schwellendosis erreicht wird, bei der Bildwandler ein Signal empfangen werden kann. Ab diesem Punkt steigt das Rauschen wieder an.

Das Kopfphantom weist nach Tabelle 2.4, hinsichtlich des Rauschens, eine Wasseräquivalentschwächung verglichen zu einem 20 cm zylindrischen bzw. 26 cm ellipsoidischen Wasserphantom auf. Demnach müsste, um gleiches Bildrauschen auf beiden Messsystemen beim 20 cm Kopfphantom eine Dosisgewichtung von 2,5 angewendet werden.

Voraussetzung in den vorhergehenden Abschnitten war es, die Einflussparameter der Dosis, der Energie sowie der Patientendicke zu untersuchen. Um optimale Dual-Energy Auswertungen zu erreichen, muss das Bildpunktrauschen auf beiden Messsystemen annähernd äquivalent sein. Da die Anpassung im niederenergetischen Bild erfolgen muss (siehe Abschnitt 2.2.3), ergibt sich nach Gln. 2.2:

$$\frac{n \cdot \sigma_l}{\sigma_h} = 1 \quad (2.5)$$

Da bei gleicher Dosis auf beiden Systemen das 80 kV mehr rauscht, passt man die Dosis im 80 kV Bild an (Gln. 2.5). Wobei  $n$  die Anpassung der Dosis der niedrigen Energie angibt. Die Dosis im 140 kV System wird dabei konstant gehalten. Aus den Messungen resultierte für alle Rausch-Quotienten ein Wert von ca. 2-3. Für die Patientendosis bedeutet dies, um gleiches Bildrauschen zu erhalten, dass die Dosis am

niederenergetischen Messsystem 4–9 mal so hoch sein müsste. Da dies aber nicht mit einer vertretbaren Patientendosis einhergeht, ist es sinnvoll ein annähernd konstantes Stromverhältnis von ca. 3 – 4 zu verwenden. Wie sich weiter unten zeigen wird, kann zumindest durch die Berechnung des Mittelwertbildes aufgrund der fehlenden bildwirksamen Dosis das Rauschen durch lineare Interpolation der beiden Messwerte verbessert werden, wobei die Dual-Energy Information verloren geht.

## 2.3 Pre-Processing Methoden

Die Materialzerlegung von Dual-Energy-Daten im Projektions- bzw. Rohdatenraum basiert auf einer Quantifizierung der auftretenden Materialien im Messstrahl (Abb. 2.35). Da eine Rekonstruktion zur Auswertung von Bilddaten (siehe nächster Abschnitt) noch nicht erfolgt ist, ist es bei diesen Verfahren nicht möglich dediziert einen Bildpunkt mittels der 2- bzw. 3-Material-Zerlegung in die Basismaterialien zu zerlegen und das Vorkommen dieser Basismaterialien zu quantifizieren. Anstattdessen werden zwei Messstrahlen aus gleicher Winkel- und Ortsposition untersucht und mittels einer 2-Material-Zerlegung in zwei Basismaterialien zerlegt. Aufgrund der beiden in der Computertomographie hauptsächlich auftretenden Streu- und Absorptionseffekte Compton- und Photoeffekt, ist es sinnvoll Basismaterialien zu verwenden, welche zum Großteil nur einen dieser beiden Effekte hervorrufen. Dies entspricht einem Material mit hoher effektiver Ordnungszahl (Photoeffekt) und einem Material mit hoher Elektronendichte (Comptoneffekt). In der Praxis werden zur Modellierung des Photoeffekts häufig Knochensurrogate (Aluminium oder Hydroxylapatit), zur Modellierung des Comptoneffekts Plexiglas oder ein anderes Wasseräquivalent verwendet.

Analog zur 2-Material-Zerlegung (Abschnitt 1.3.3) erfolgt eine Zerlegung der oben genannten Basismaterialien im Rohdatenraum, indem die Schwächung des gesamten Messstrahls ausgewertet wird, die durch die beiden Materialien verursacht wurde (Abb. 2.36). Als Resultat der Zerlegung in die beiden Basismaterialien erhält man das Vorkommen des jeweiligen Basismaterials als durchstrahlte Länge im Messstrahl.

Aus den obigen Anforderungen um eine adäquate Basismaterialzerlegung im Rohdatenraum durchführen zu können, ist es notwendig, dass die beiden Messstrahlen der niedrigen bzw. hohen Energie aus der gleichen Winkel- und Ortsposition erfasst werden. Im hier untersuchten Gerät ist aufgrund des Winkelversatzes der Röntgenröhren sowie der beiden Detektorsysteme diese Bedingung nicht erfüllt. Ein

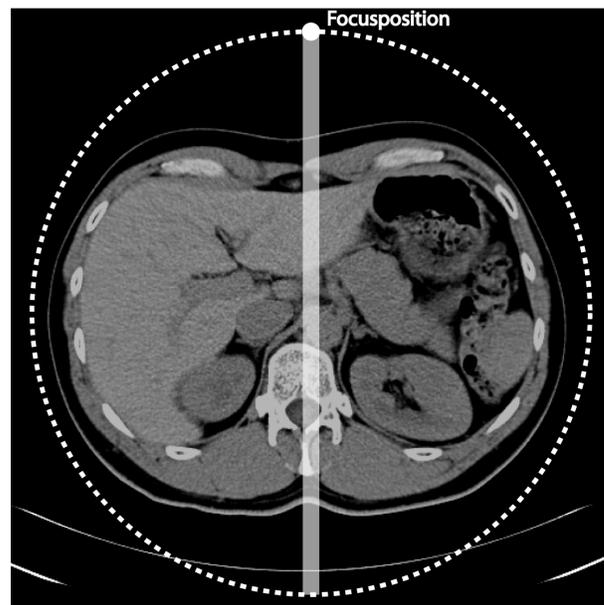


Abbildung 2.35: Durchstrahlung des Gewebes an einer bestimmten Fokusposition. Für Dual-Energy müssten diese Messungen an gleicher Fokusposition zweimal durchgeführt werden, um eine rohdatenbasierte Materialzerlegung durchführen zu können.

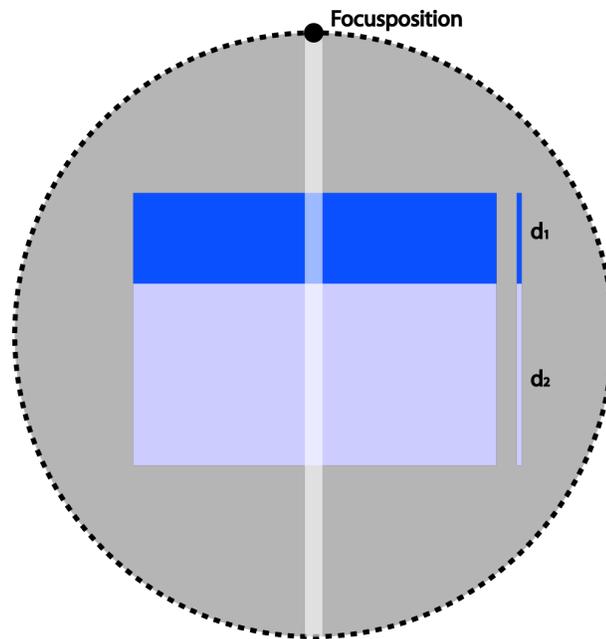


Abbildung 2.36: Auswertung der 2-Material-Zerlegung auf Basis einer Dual-Energy Akquisition im Rohdatenraum. Durch die Inversion des 2-dimensionalen Gleichungssystems erhält man den Beitrag zur Schwächung des jeweiligen Basismaterials im Messstrahl. Dunkelblau soll in dieser Abbildung Knochen, Hellblau ein Gewebeäquivalent symbolisieren. Die Werte  $d_1$  bzw.  $d_2$  entsprechen dabei dem Beitrag des Knochens bzw. Gewebes an der Gesamtschwächung.

möglicher Ausweg wäre eine separate Rekonstruktion beider Dual-Energy Akquisitionen in ein nieder- bzw. höherenergetisches Bildvolumen mit anschließender Vorwärtsprojektion. Hierbei fließen jedoch bereits bei der regulären Rückprojektion beider DE-Bildstapel entsprechende Korrekturen, sowie Artefakte (Strahlaufhärtung, Streustrahlung, usw.) ein, die bei der anschließenden Vorwärtsprojektion nicht mehr rückgängig gemacht werden können. Durch die technischen Limitierungen des untersuchten Gerätes und fehlender Rekonstruktionsalgorithmen wurde dieses Verfahren nicht näher untersucht.

## 2.4 Post-Processing Methoden

Im Folgenden sollen nun mögliche und in dieser Arbeit untersuchte bildbasierte Nachverarbeitungsmethoden diskutiert werden. Zur Bezeichnung einer Voxelmeng einer tomographischen Schicht wurden kalligraphische Symbole verwendet, deren Benennung sich aus der Abkürzung der jeweiligen Nachverarbeitungsmethode ableitet, z. B.  $\mathcal{A}$  als Symbol für ein Mittelwertbild (engl. Average). Originalschichten der jeweiligen Spannung werden mit  $\mathcal{L}$  zur Kennzeichnung des 80 kV und mit  $\mathcal{H}$  zur Kennzeichnung des 140 kV -Bildes symbolisiert. Sollten im Verlauf dieser Arbeit andere Energien verwendet worden sein, so wird der Index mit der jeweiligen Energie ausgeschrieben (z. B.  $\mathcal{I}_{100}$  für 100 kV ). Im Allgemeinen werden für die folgenden Nachverarbeitungsmethode immer Voxelwerte an einer bestimmten Raumkoordinate  $(x,y,z)$  betrachtet. Die Meisten der hier vorgestellten Methoden arbeiten direkt auf dem Voxelraaster und betrachten keine Abhängigkeiten zur Nachbarschaft, sodass z. B. eine Mittelwertoperation aus zwei Volumendatensätzen voxelweise ohne Betrachtung der Nachbarschaft durchgeführt wird. Sollten dennoch Nachbarschaftsoperationen angewendet werden, wird explizit darauf hingewiesen. Bei Operationen ohne Übergriff auf die Nachbarschaft wird die Ortsabhängigkeit aus Gründen der besseren Lesbarkeit weggelassen.

### 2.4.1 Mittelwertbild

Für eine Dual-Energy Aufnahme wird das Patientendosisäquivalent einer konventionellen Single-Energy Aufnahme verwendet, weshalb das Rauschen in beiden Einzelbildern größer als in einer einzelnen konventionellen Single-Energy Aufnahme ist, da sich die Gesamtdosis auf die jeweiligen Dual-Energy Einzelbilder verteilt [86, 85]. Unter Vernachlässigung von Strahlaufhärtungsartefakten, kann unter der Annahme der Linearität des Schwächungskoeffizienten ein gewichtetes Mittelwertbild  $\mathcal{A}$  beider Dual-Energy Voxeldaten errechnet und dadurch das Rauschen reduziert werden (Gln.

2.6). Zu beachten ist hierbei, dass die Mittelung nur voxelweise durchgeführt wird und keine lokalen Nachbarschaften betrachtet werden, da diese den diagnostischen Bildeindruck verschlechtern würden. Manche in dieser Arbeit untersuchte Algorithmen benutzen jedoch Nachbarschaftsoperationen, um z. B. das Rauschen eines Voxels zu reduzieren (siehe Abschnitt 3.2).

$$\mathcal{A} = \frac{1}{2}(\mathcal{L} + \mathcal{H}) \quad (2.6)$$

Das nach Gleichung 2.6 errechnete Mittelwertbild entspricht dann ungefähr dem Bild einer Single-Energy Akquisition bei etwa 110 kV - 120 kV , enthält jedoch keine Dual-Energy-Information mehr [87, 88]. Werte mit hohem Enhancement (Differenz zwischen einem 80 kV und einem 140 kV Voxel) erscheinen im Mittelwertbild ausgeprägter als in einer äquivalenten Single-Energy Akquisition bei 120 kV . Werte mit geringer oder keiner Differenz entsprechen dem Single-Energy Äquivalent. Anzumerken ist jedoch, dass das Mittelwertbild bezüglich des Kontrastes des 80 kV -Bild schlechter, bezüglich des 140 kV -Bildes besser ist. In der Praxis ist der Gewichtungsfaktor  $w$  des Mittelwertbildes abhängig vom Quotienten der Dosis, welche für jeden einzelnen Datensatz verwendet wurde. Die aktuell im untersuchten Gerät verwendeten Protokolle sind dergestalt, dass die Dosis im 80 kV -Bildes aufgrund des höheren Quantenrauschens etwa um den Faktor 3-4 höher als die Dosis des 140 kV -Bildes ist (siehe Abschnitt 2.2.3). Um annähernd gleiches Voxelrauschen zu erhalten, werden beide Voxelwerte mit einem Gewichtungsfaktor multipliziert (Gln. 2.7). Der Gewichtungsfaktor  $w$  zur Mischung der beiden Bilder kann bei unterschiedlichen Stromverhältnissen adaptiert werden:

$$\mathcal{A}(w) = w \cdot \mathcal{L} + (1 - w) \cdot \mathcal{H} \quad \forall w \in [0, 1]_R \quad (2.7)$$

Das Gesamtrauschen  $\sigma_A$  des resultierenden Mittelwertbildes läßt sich durch das Fehlerfortpflanzungsgesetz [46] ermitteln (Gln. 2.8). Aus diesem Zusammenhang gewichtet man das 80 kV -Bild meist mit einem Faktor von  $w = 0.3$  und das 140 kV -Bild entsprechend mit  $w = 0.7$ . Dieser Gewichtungsfaktor wird in der Regel als Konstante festgelegt (siehe hierzu auch die Auswertungen in Abschnitt 2.2.3).

$$\sigma_A = \sqrt{w \cdot \sigma_l^2 + (1 - w) \cdot \sigma_h^2} \quad (2.8)$$

## 2.4.2 Kontrast-zu-Rausch optimiertes Mittelwertbild

Problematisch am eben dargestellten Mittelwertbild, ist der Sachverhalt, dass das Mittelwertbild einer Akquisition bei einer Energie von ca. 110 kV - 120 kV entspricht

(Abschnitt 2.4.1), wobei der Gewichtungsfaktor global auf die beiden Bildstapel der Dual-Energy-Akquisition (DE) angewendet wird. Das daraus resultierende Mittelwertbild entspricht natürlich nur bedingt der Realität und erschwert dem Kliniker die gewohnte Sicht auf das CT-Bild einer einzelnen Single-Energy (SE) Akquisition bei 120 kV. Wünschenswert ist die Kombination der beiden mit der DE-Technik gewonnenen SE-Bilder zu einem „virtuellen“ SE-Bild, welches optimal in dem Sinne ist, daß es maximales Kontrast-zu-Rausch-Verhältnis (CNR) für die Materialien von Interesse aufweist (z. B. maximales CNR zwischen Weichgewebe und Kontrastmittel im Blut bei der CT-Angiographie). Dies ist mit der Angabe des Mittelwertbildes schwierig, da der Gewichtungsfaktor global festgelegt wird und dieser für den gesamten Schichtstapel konstant gehalten wird. Nachfolgend soll nun ein Verfahren vorgestellt werden, welches die ortsabhängigen Eigenschaften von DE-Bildern ausnutzt, um den Gewichtungsfaktor lokal zu optimieren [117].

Alternative Vorschläge sind z. B. die lineare Gewichtung für jede Schicht in z-Richtung so durchzuführen, daß der Kontrastmittelkontrast erhalten bleibt, obwohl das in SE-Scans sichtbare Enhancement in peripheren Gefäßen häufig abnimmt. Weiterhin wurde vorgeschlagen, eine nicht-lineare Überblendung der beiden Bilder durchzuführen, wobei die Gewichtung im Grenzfall großer und kleiner CT-Werte nicht vom Bildrauschen in der jeweiligen Schicht abhängt, sondern nur empirisch bestimmt wird [103].

Da der Begriff Kontrast mit verschiedenen Definitionen belegt ist, soll an dieser Stelle die in dieser Arbeit verwendete Definition des Kontrastes nochmals kurz dargestellt werden. Der lokale Kontrast definiert sich in Gln. 2.9 zu:

$$C_E = \frac{\Delta\mu_E}{\mu_{E,w}} \quad (2.9)$$

Wobei  $E$  die Energie (hier entweder  $l$  für 80 kV bzw.  $h$  für 140 kV) und  $\Delta\mu_E = \mu_E - \mu_{E,w}$  die Differenz des Messwerts zum Kalibrierwert von Wasser  $\mu_{E,w}$  der jeweiligen Energie angibt. Es handelt sich hierbei um die übliche Darstellung eines CT-Wertes inklusive der Normierung auf Wasser, wobei der Skalierungsfaktor 1000 weggelassen wurde. Bezeichnet  $\sigma_E$  das Rauschen (Standardabweichung) und  $\sigma_E^2$  die Varianz eines Bildpunktes der jeweiligen Energie, läßt sich das Kontrast-zu-Rausch-Verhältnis (CNR) für eine Energie  $E$  folgendermaßen formulieren (Gln. 2.10):

$$\text{CNR}_E = \frac{C_E}{\sigma_E} \quad (2.10)$$

Aus diesem Zusammenhang läßt sich zunächst aus beiden Dual-Energy Bildstapeln ein Ausdruck für ein gewichtetes Mittelwertbild (Gln. 2.11) und ein gewichteter lokaler Kontrast (Gln. 2.12) angeben. Da das Rauschen in beiden SE-Bildern unkorreliert ist, kann auch die kombinierte Varianz angegeben werden (Gln. 2.13):

$$\mu(\gamma) = \mu_l + \gamma \cdot \mu_h \quad (2.11)$$

$$C(\gamma) = C_l + \gamma \cdot C_h \quad (2.12)$$

$$\sigma^2(\gamma) = \sigma_l^2 + \gamma^2 \cdot \sigma_h^2 \quad (2.13)$$

Zur Optimierung des CNR ist es zweckmäßig, als Gütemaß  $G$  das quadrierte CNR zu verwenden:

$$G(\gamma) = \frac{C^2(\gamma)}{\sigma^2(\gamma)} \quad (2.14)$$

Das Gütemaß soll dann maximiert (optimiert) werden.

$$\frac{dG(\gamma)}{d\gamma} = 0 \quad (2.15)$$

Nach Umformung von Gln. 2.15 folgt für den optimalen Gewichtungsfaktor  $\hat{\gamma}$ :

$$\hat{\gamma} = \frac{C_h/C_l}{\sigma_h^2/\sigma_l^2} = \frac{\text{CNR}_h/\text{CNR}_l}{\sigma_h/\sigma_l} \quad (2.16)$$

Aus Gleichung 2.16 folgt dann aus der Kombination beider SE-Bilder ein kontrastoptimiertes Mittelwertbild.

$$\hat{C} = \gamma_l \cdot C_l + \gamma_h \cdot C_h \quad (2.17)$$

wobei

$$\gamma_l = \frac{1}{1 + \hat{\gamma}} \quad \gamma_h = \frac{\hat{\gamma}}{1 + \hat{\gamma}} \quad \gamma_l + \gamma_h = 1$$

Man beachte, dass das Mischungsverhältnis ortsabhängig ist, da sich sowohl Kontrast (materialabhängig) als auch Rauschen (in der Regel nur schwach) innerhalb einer akquirierten Schicht ändern können. Wird die Ortsabhängigkeit des Gewichtungsfaktors weggelassen und als konstant betrachtet, entspricht der adaptive Gewichtungsfaktor  $\hat{\gamma}$  dem globalen Gewichtungsfaktor aus Abschnitt 2.4.1.

Für Kontrastmittel (CT-Angiographie) ist das Verhältnis  $C_h/C_l$  eine Konstante die von der chemischen Struktur des Kontrastmittels, nicht aber von seiner Konzentration (Dichte) im Körper abhängt, da diese durch die Quotientenbildung in Gln 2.16 eliminiert. Dies gilt natürlich nur bis zu einer gewissen unteren Konzentrationschwelle. Ist z. B. nur sehr wenig Iod in Wasser oder Blut gelöst, ist diese Konstanz nicht mehr erfüllt. Auch für die Differenzierung von Knochen und Weichgewebe läßt sich ein fester Wert für  $C_h/C_l$  angeben. Ebenso ist es möglich, ideale Werte für  $C_h/C_l$  zur Differenzierung von Weichgewebe und Fett oder die Differenzierung verschiedener Weichgewebearten anzugeben.

Das Verhältnis der Varianzen kann auf verschiedene Weisen bestimmt werden: So kann z. B. das Rauschen als Funktion des mittleren Patientendurchmessers in Tabellen hinterlegt werden. Nachdem nur das Verhältnis der Varianzen von Bedeutung ist, muß zwar das Stromverhältnis der beiden Röhren (2-Röhren Scan oder sequentieller Scan), nicht aber die konkrete Rekonstruktion bekannt sein. Für energieauflösende Detektoren ist der Röhrenstrom unerheblich, da das Rausch-Verhältnis nur noch vom Patientendurchmesser abhängt.

**Eigenschaften des optimalen Gewichtungsfaktors** Ein Vorteil dieses Verfahrens ist die Abhängigkeit vom Rauschen. Da der Gewichtungsfaktor proportional zum Verhältnis der Varianzen ist, wird das SE-Bild mit höherem Rauschen schwächer gewichtet. Gleichzeitig wird bei gleichem Rauschen das SE-Bild mit geringerem Kontrast schwächer gewichtet als das SE-Bild mit dem höheren Kontrast (meistens  $\mu_2 < \mu_1$ ). Bei gleichem Rauschen  $\sigma_l = \sigma_h$  werden im wasseräquivalenten Weichteilbereich beide SE-Bilder gleich gewichtet und das Rauschen ist nur noch abhängig vom Kontrastverhältnis  $C_h/C_l$  bzw.  $\Delta\mu_h/\Delta\mu_l$  und damit nur materialabhängig. Dieser Zusammenhang ergibt sich unmittelbar aus Gln. 2.16, wenn sich der Nenner zu  $\sigma_h/\sigma_l = 1$  ergibt. Da  $\mu_E = \mu_{E,w} \cdot \rho$  gilt Gln. 2.18.

$$\hat{\gamma} = \frac{\rho - 1}{\rho - 1} = 1 \quad (2.18)$$

daraus folgt:

$$\gamma_l = \gamma_h = 0,5 \quad (2.19)$$

**Verallgemeinerung** Außer statistischem Bildrauschen (Quantenrauschen der Röntgenröhre, Elektronikrauschen) gibt es weitere Bildstörungen, wie z. B. Artefakte. Diese können, je nachdem ob sie mehr statistischer bzw. deterministischer Natur sind,

pauschal in das Gütemaß (Gln. 2.14) einbezogen werden. Bei der rein statistischen Beschreibung werden lediglich die Rauschvarianzen  $\sigma_h^2$  und  $\sigma_l^2$  entsprechend erhöht, die Formeln bleiben. Bei deterministischen Artefaktanteilen kommt im Nenner von (Gln. 2.14) noch der Term  $(A_l + A_h)/2$  hinzu, wobei  $A_l$  und  $A_h$  die Stärke der Artefakte in denselben Einheiten wie  $C_l$  und  $C_h$  (proportional HU -Einheiten) bewerten. Das erweiterte Gütemaß wird mit  $G_A$  bezeichnet (Gln. 2.20), die Optimierung kann analog zu den Gleichungen 2.14 - 2.16 durchgeführt werden.

$$G_A(\gamma) = \frac{(C_l + \gamma \cdot C_h)^2}{(\sigma_l^2 + \gamma^2 \cdot \sigma_h^2) + (A_l + \gamma \cdot A_h)^2} \quad (2.20)$$

Mit dem Kontrast-zu-Rausch optimierten Mittelwertbild ist es möglich ortsabhängige Eigenschaften der Bilddaten zu optimieren, um damit den Gewichtungsfaktor lokal zu optimieren und diesen sogar automatisch zu adaptieren. Aufgrund der lokalen Filterung der Bilddaten ist der CNR optimierte Mittelwert auch nicht global für den gesamten Schichtstapel gültig und jede Schicht hat ein optimales Kontrast-zu-Rausch-Verhältnis.

### 2.4.3 Differenzbild

Das Differenzbild  $\mathcal{D}$  ist eine weitere Methode um Dual-Energy-Messdaten im Nachverarbeitungsprozess auszuwerten [88]. Hierzu wird das Ergebnisbild der Schicht einer niedrigen Spannung  $\mathcal{I}_l$  voxelweise vom Bild einer hohen Spannung  $\mathcal{I}_h$  subtrahiert (Gln. 2.21). Lokale Nachbarschaften werden analog zum Mittelwertbild nicht berücksichtigt. Da die Schwächung im niederenergetischen Spektrum bis auf wenige Ausnahmen [132] oftmals geringer ist, subtrahiert man die höherenergetischen von den niederenergetischen Werten. Somit ist in den meisten Fällen eine positive Differenz der Schwächungswerte gewährleistet, was die Interpretation der Differenzwerte erleichtert. Selbstverständlich kann statistisches Rauschen diese Definition stören und vor allem bei Materialien mit ähnlichen Schwächungswerten (z.B. Blut oder Muskel) eine negative Differenz erzeugen.

$$\mathcal{D} = \mathcal{L} - \mathcal{H} \quad (2.21)$$

Das Differenzbild erlaubt die Darstellung und Abgrenzung von Materialien mit hoher und niedriger Absorptionsdifferenz, wobei die Ausprägung einer hohen Absorptionsdifferenz bei Materialien mit hoher Dichte (z.B. Knochen, Iod oder bestimmte Metalle) am stärksten ist, während Gewebematerialien mit geringer Dichte und Absorption (z.B. Blut oder Muskel ohne Kontrastmittel) fast keine Differenz aufweisen.

Dies ist insofern nützlich, da auf diese Weise schnell zu erkennen ist, welche Materialien voneinander getrennt werden können (siehe Abschnitt 2.4.5). Beim Differenzbild bleibt die Massendichte des durchstrahlten Gewebes erhalten, kann jedoch mit Hilfe des Dual-Energy-Index eliminiert werden (siehe Abschnitt 2.4.5). Analog zur Berechnung des Rauschens im Mittelwertbild kann das Fehlerfortpflanzungsgesetz zur Berechnung des Fehlers im Differenzbild angewendet werden (Gln. 2.22):

$$\sigma_D = \sqrt{\sigma_l^2 + \sigma_h^2} \quad (2.22)$$

Jedoch ist zu beachten, dass die absolute Differenz von Materialien von deren Konzentration (Dichte) abhängt und somit oftmals ungeeignet ist, Materialien mit verschiedenen Dichteausprägungen zu differenzieren. Dies ist vor allem bei Iod oder Knochen problematisch, da sich hier unterschiedliche Differenzen ausbilden. An dieser Stelle ist der Quotient der beiden Energien der Differenz vorzuziehen (siehe Abschnitt 2.4.4), da dieser auf einer großen Reichweite für Materialien mit verschiedenen Dichten in Mischungen konstant bleibt.

#### 2.4.4 Quotientenbild

Da das Differenzbild weiterhin die Massendichte des durchstrahlten Materials beinhaltet und somit mit der Konzentration des Materials skaliert, ist das Differenzbild zur Materialklassifikation ungeeignet. Vielmehr ist die direkte Proportionalität des Schwächungskoeffizienten zur Massendichte  $\rho$  von Interesse, da mit Hilfe der Division zweier DE-Messwerte die lineare Abhängigkeit von der Massendichte eliminiert werden kann (Gln. 2.23). Der Patientendurchmesser bleibt dabei weiterhin erhalten. Es bietet sich an, den Schwächungs- bzw. CT-Wert in den Zähler zu setzen, da dieser (bis auf wenige Ausnahmen) einen höheren Wert besitzt und der Quotient  $Q$  somit in den meisten Fällen  $> 1$  sein wird.

$$Q = \frac{\rho \cdot \mu_l}{\rho \cdot \mu_h} \quad (2.23)$$

Somit sollte der Quotient für jedes Material mit verschiedener Massendichte gleich bleiben. Liegt jedoch eine Mischung der Materialien vor (z. B. Iod  $\mu_i$  und Wasser  $\mu_w$  als Trägermaterial) und man möchte den Quotienten von reinem Iod bestimmen, so muss zunächst das Material (im Beispiel: Wasser) von den aktuellen Messwerten subtrahiert werden (Gln. 2.24).

$$Q = \frac{\rho \cdot (\mu_{i,l} - \mu_{w,l})}{\rho \cdot (\mu_{i,h} - \mu_{w,h})} \quad (2.24)$$

Die formale Definition des Dual-Energy Quotienten  $\mathcal{Q}$  sei nun als Division des CT-Wertes der niedrigen Energie zum CT-Wert der hohen Energie definiert (Gln. 2.25). Korrekturen von Mischmaterialien müssen dabei berücksichtigt werden.

$$\mathcal{Q} = \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{H}} \quad (2.25)$$

Das Gesamttrauschen des Quotientenbildes  $\mathcal{Q}$  lässt sich wiederum durch das Fehlerfortpflanzungsgesetz ermitteln. Wobei sich im Falle der Division die relativen Fehler addieren (Gln. 2.26):

$$\sigma = \sqrt{\sigma_L^2 + \sigma_H^2} \quad (2.26)$$

## 2.4.5 Dual-Energy Index

In konventionellen CT-Akquisitionen können die rekonstruierten Schwächungswerte immer in skalaren Zahlenwerten - den auf Wasser normierten CT-Werten - angegeben werden, die einen qualitativen Eindruck des untersuchten Materials darstellen (siehe Abschnitt 1.3.4). Der Wertebereich, der dabei einem bestimmten Körpermaterial zugeordnet werden kann, ist dabei bekannt (z.B. -100 HU für Knochen oder 50 HU für Weichteilgewebe) und für den Arzt ein erlernter Zustand [71].

Dual-Energy erweitert jedoch die skalare Darstellung um eine zweite Dimension und erschwert dadurch die qualitative Interpretation der bekannten Körpermaterialien. Für den untersuchenden Arzt stellt dies ein Problem dar, da nunmehr anstelle eines skalaren CT-Wertes zwei Werte für eine Diagnose zur Verfügung stehen. Dual-Energy soll jedoch nicht die gewohnte Sicht auf die bekannte Darstellung von CT-Bildern verändern, weshalb zunächst für die Interpretation aus den beiden Dual-Energy Messwerten ein skalares gewichtetes Mittelwertbild erstellt wird (siehe Abschnitt 2.4.1). Zusätzlich zum Mittelwertbild wurden weitere skalare Darstellungen von Dual-Energy Messwerten vorgeschlagen [59, 104, 103, 117], welche zum Teil analog zur bekannten Fensterung [21] von CT-Werten während der Darstellung dynamisch anhand bestimmter Parameter verändert werden können. Aufgrund dieser Darstellungsproblematik eignet sich Dual-Energy hauptsächlich zur Detektion bzw. Klassifikation bekannter und unbekannter Körpermaterialien, wobei die vorhandene Dual-Energy Information zur Klassifikation (Differenzbild oder Quotientenbild) verwendet werden kann. In diesem Zusammenhang ist es jedoch zunächst essentiell, aus den gegebenen DE-Werten festzustellen, in wie weit sich diese zur Klassifikation

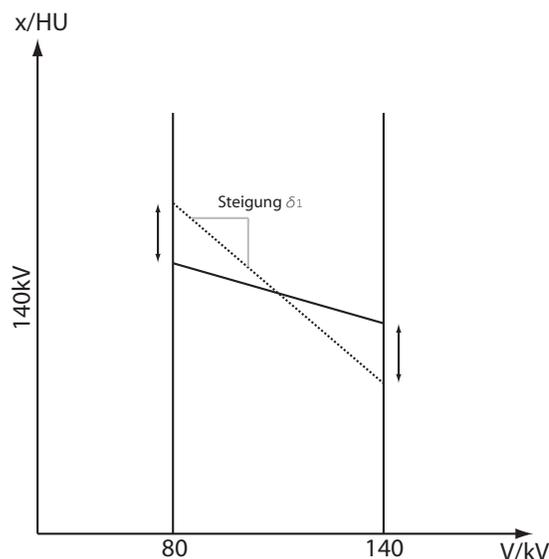


Abbildung 2.37: Trennbarkeit von Dual-Energy Messwerten. In der Abbildung ist klar ersichtlich, dass die beiden untersuchten Materialien zwar zwei gleiche CT-Wert-Differenz sowie einen gleichen Mittelwert besitzen, jedoch eine unterschiedliches CT-Wert-Verhältnis aufweisen. Aus diesem Grund ist die Anwendung des CT-Wert-Verhältnisses zur Klassifikation von Materialien mittels Dual-Energy am Besten geeignet.

verwenden lassen.

Hierzu ist zunächst erforderlich festzustellen, ob Materialien bereits durch einfache Schwellwerte voneinander getrennt werden können, wie dies z. B. bei Knochen und Fett der Fall ist. Kann eine Materialtrennung bereits durch einfache Schwellwertparameter durchgeführt werden, ist eine DE-Auswertung unnötig. Vielmehr konzentriert man sich auf Materialien, deren CT-Werte bei einer Single-Energy Akquisition gleiche Werte aufweisen, aber bei einer DE-Akquisition eine Differenz ausbilden. Das jedoch die reine Klassifikation durch Auswertung der Differenzen  $\mathcal{D}$  ungenügend ist, zeigt das E/HU-Diagramm in Abbildung 2.37. In dieser Abbildung ist klar ersichtlich, dass die zwei dargestellten Materialien gleiche Differenz und sogar gleichen Mittelwert  $\mathcal{A}$  aufweisen, jedoch ein unterschiedliches Verhältnis  $\mathcal{Q}$  der Schwächungswerte ausbilden.

Um a priori zu entscheiden, ob zwei Materialien mit der Dual-Energy-Zerlegung trennbar sind, hat sich die Berechnung der Größe  $\nu$  als sinnvoll erwiesen. Wobei  $\nu$  die absolute Differenz der DE-Messwerte der beiden untersuchten Materialien darstellt (Gln. 2.27). Die Materialien werden dabei entweder vor der Berechnung vorgegeben oder können durch ROI-Messpunkte gesetzt werden. Ist  $\nu = 0$ , liegt weder im 80 kV noch im 140 kV eine Differenz der Messwerte vor und eine Dual-Energy-Auswertung ist nicht möglich. Anschaulich ist klar, dass Materialien, die in beiden Energiebändern keine Differenz aufweisen, auch keine Dual-Energy Information beinhalten.

$$\nu = (x_{1,80} - x_{1,140}) - (x_{2,80} - x_{2,140}) \quad (2.27)$$

Mit der Abschätzung aus Gln. 2.28 kann bei  $\nu \neq 0$  ermittelt werden, wie gut zwei Materialien voneinander unterschieden werden können. In beiden Termen wird zunächst die DE-Differenz für die zwei Materialien berechnet. Weist wenigstens eine der beiden Materialien eine Differenz auf, so ist  $\nu \neq 0$ . Ist  $K > 1$  und  $\nu \gg \sigma$ , ist die Wahrscheinlichkeit zur Differenzierung zweier Materialien sehr hoch ( $K$  ist das Signaldifferenz-zu-Rausch-Verhältnis).

$$K = \frac{\nu}{\sigma} = \frac{\nu}{\sqrt{2 \cdot (\sigma_l^2 + \sigma_h^2)}} \quad (2.28)$$

Der sogenannte Dual-Energy-Index (DEI) ist ein weiteres Maß zur Interpretation von Dual-Energy Messwerten auf Basis von Voxeldaten [87]. Er eignet sich jedoch nicht zur Darstellung. Dieser Index (in dieser Arbeit mit  $u$  bezeichnet), der für jedes Voxel separat berechnet wird, gibt einen skalaren Wert an, der begrenzt die chemische Zusammensetzung des im Voxel enthaltenen Materials angibt. Dabei wird sowohl die Differenz als auch der Quotient zweier DE-Messwerte ausgenutzt, da in beiden eine Dual-Energy Information für das Material vorhanden ist. Oftmals liegt jedoch das zu untersuchende Material in Mischungen vor (z. B. Iod in Blut). Ist dies der Fall, muss der Schwächungskoeffizient des zu untersuchenden Materials  $\mu_1$  um das zusätzliche, sich in der Mischung befindliche Material  $\mu_2$ , korrigiert werden (Gln. 2.29). Hierbei ist entweder a priori bekannt, welche Schwächungskoeffizienten der jeweiligen Energie das zusätzliche Material besitzt (aus Tabellen) oder es muss eine Referenzmessung durchgeführt werden. Die Indizes  $l$  und  $h$  symbolisieren die Messwerte der niedrigen bzw. hohen Energie. Abbildung 2.38 zeigt den DEI für verschiedene atomare Materialien mit steigender Ordnungszahl.

$$u = \frac{(\mu_{1,l} - \mu_{2,l}) - (\mu_{1,h} - \mu_{2,h})}{(\mu_{1,l} - \mu_{2,l}) + (\mu_{1,h} - \mu_{2,h})} \quad (2.29)$$

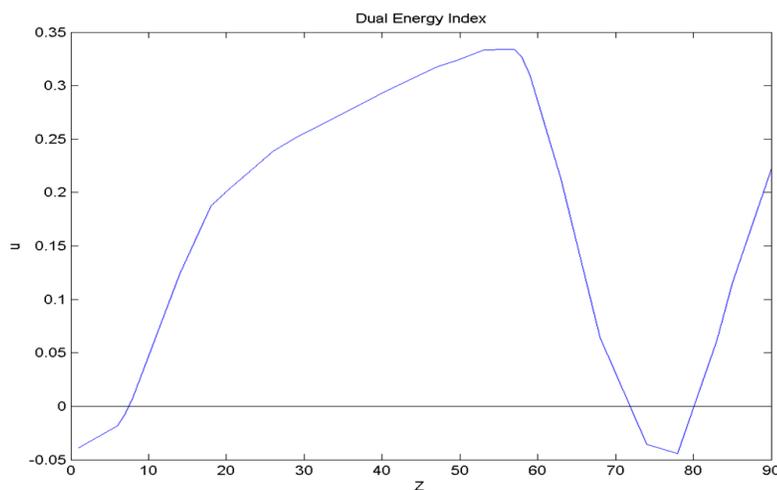


Abbildung 2.38: Dual-Energy-Index für atomare Materialien mit steigender Ordnungszahl  $Z$

Da die Schwächungskoeffizienten aufgrund der inhärenten Normierung auf CT-Werte oftmals nicht bekannt sind und die Normierungswerte von Wasser nicht in den Bilddaten (DICOM) vorhanden sind, ist es zweckmäßig die Berechnung des Dual-Energy-Index so umzuformen, dass mit regulären CT-Werten gearbeitet werden kann. Aus Gln. 2.29 folgt daraus direkt Gln. 2.30.  $x_i$  stellt dabei den CT-Wert der jeweiligen Energie eines Materials  $i$  dar.

$$u = \frac{(x_{1,l} - x_{2,l}) - (x_{1,h} - x_{2,h})}{(x_{1,l} - x_{2,l}) + (x_{1,h} - x_{2,h})} \quad (2.30)$$

Jedoch muss hierbei beachtet werden, dass CT-Werte nicht absolut auf den Nullpunkt bezogen werden können, da in der Normierung zusätzlich die Verschiebung auf den Schwächungskoeffizienten von Wasser miteingerechnet wird. Aus diesem Umstand resultiert Gln. 2.31 für Messungen frei Luft (der CT-Wert von Luft ist -1024 HU ).

$$u = \frac{x_{1,l} - x_{1,h}}{x_{1,l} + x_{1,h} + 2048} \quad (2.31)$$

Ähnliches gilt für in Wasser gelöste oder gemischte Substanzen (Gln. 2.32). Da Wasser einen CT-Wert von 0 HU hat.

$$u = \frac{x_{1,l} - x_{1,h}}{x_{1,l} + x_{1,h}} \quad (2.32)$$

Bei realen Messungen ist deshalb immer darauf zu achten, in welchem Trägermaterial sich das zu untersuchende Material befindet, um die entsprechende Korrektur durchzuführen. Dies ist in der Realität oftmals nicht gegeben, sodass der DEI für reale Messung nicht geeignet ist.

### Eigenschaften des Dual-Energy-Index

Durch die Division wird die in beiden Termen enthaltene Massendichte  $\rho$  eliminiert, wodurch der DEI unabhängig von der Dichte dargestellt werden kann. Die Patientendicke bleibt dabei jedoch erhalten. Eine besondere Eigenschaft des DEI ist, dass bei bekanntem Mittelwert  $\mathcal{A}$  und angenommener chemischer Zusammensetzung  $u$ , sofort eine Aussage über die erwartete Dual-Energy-Aufspaltung getroffen werden kann (Gln. 2.33).

$$\mathcal{D} = 2 \cdot \mathcal{A} \cdot u \quad (2.33)$$

Die Werte des DEI einer Mischsubstanz bestehend aus zwei Materialien liegen zwischen den Werten des DEI der beiden Ausgangssubstanzen (siehe Tabelle 2.5). Die darin beinhalteten Materialien wurden mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation DRASIM ermittelt [152, 56]. Wasser hat per Definition einen DEI von 0.

Ein Problem des Dual-Energy-Index ist die Abhängigkeit vom Spektrum der Röntgenröhre. Da der DEI aus den gemessenen CT-Werten berechnet wird, wirken sich die geräteeigenen Parameter und Korrekturen auf die CT-Werte und somit direkt auf den Dual-Energy-Index aus. Somit ist der DEI vom verwendeten Scannertyp abhängig. Es ist anzumerken, dass der Dual-Energy-Index nur eine Funktion der in der Messung vorhandenen Elementaratome ist, da die Messungen in der CT nicht sensitiv für chemische und molekulare Bindungen ist. Für alle niederatomigen Elemente (Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff und Kohlenstoff), die sehr häufig in Körpergewebe vorzufinden sind, wird der DEI annähernd gleich sein. Dies erschwert eine Differenzierung von Körperweichteilgewebe, welches sich größtenteils aus diesen Elementen zusammensetzt. Eine Ausnahme bilden schwere Atome (z. B. Iod im Leberparenchym oder Xenon im Lungenparenchym), die durch Einlagerung ins Gewebe den CT-Wert bzw. den DEI erhöhen können (siehe Abschnitt 2.4.6) und deren DE-Information z. B. zur Berechnung von Perfusionskarten genutzt werden kann [84].

Material	u
H <sub>2</sub>	-0.0387
C	-0.0183
N <sub>2</sub>	-0.0067
O <sub>2</sub>	0.0081
NaCl	0.1441
Fe	0.2384
I	0.3334
CH	-0.0210
CH <sub>2</sub>	-0.0231
CH <sub>4</sub>	-0.0261
Ca <sub>5</sub> (PO <sub>4</sub> ) <sub>3</sub> OH	0.1558
C <sub>27</sub> H <sub>46</sub> O (Cholesterin)	-0.0213
CHNH <sub>2</sub> COOH (in Amino-Säuren)	-0.0066

Tabelle 2.5: DEI-Werte einiger Materialien. Diese Messwerte stammen aus DRASIM-Simulation [87]

### 2.4.6 Material-Zerlegung

Durch die Dual-Energy Akquisition stehen zwei Messwerte zur Verfügung, mit deren Hilfe eine Materialzerlegung durchgeführt werden kann. Hierzu sind verschiedene Materialzerlegungsmethoden bekannt. Die erste Methode, die auch zu den Bekanntesten zählt, ist die sog. 2-Material-Zerlegung [6], die im folgenden Abschnitt näher diskutiert werden soll.

Eine weitere Methode ist die  $\rho/Z$ -Zerlegung, wo mit Hilfe eines nichtlinearen Gleichungssystems die Detektoreffizienz, sowie das polychromatische Röntgenspektrum mit eingerechnet wird, um die gemessenen DE-Werte in Massendichte ( $\rho$ ) und effektive Ordnungszahl ( $Z$ ) zu zerlegen [45]. Vorteil gegenüber der 2-Material-Zerlegung ist, dass a priori keine Basismaterialien festgelegt werden müssen. Problematisch ist jedoch, dass die effektiven Ordnungszahlen von Reinmaterialien gut bestimmt werden können, Mischungen jedoch erhebliche Unterschiede aufweisen. Dies ist insbesondere bei Materialien mit großem Unterschied der effektiven Ordnungszahl zu beobachten. Als Beispiel sei hier ein Iod/Blut-Gemisch aufgeführt. Iod hat eine sehr hohe Ordnungszahl ( $Z \approx 53$ ), während Blut eine sehr geringe effektive Ordnungszahl ( $Z \approx 7$ ) besitzt (siehe Tabelle 1.1). Für Angiographien, zur Hervorhebung von

Gefäßen, werden beide Materialien gemischt, um den Kontrast in den Gefäßen zu erhöhen (siehe Abschnitt 3.2). Dabei ist die Dichte und Ordnungszahl von Iod so hoch, dass nur eine geringe Menge an Iod nötig ist, um einen starken Kontrastunterschied zu erhalten. Demzufolge sinkt die effektive Ordnungszahl auf einen Wert von ca.  $Z \approx 7,5$  ab und liegt dabei in der Nähe von anderen Körpermaterialien. Somit kann eine reine Trennung der Materialien durch Messung der effektiven Ordnungszahlen nicht disjunkt durchgeführt werden.

Die dritte Methode zerlegt die DE-Messwerte in die Anteile von Photo- bzw. Comptoneffekt (siehe Abschnitt 1.3.2), was indirekt einer  $\rho/Z$ -Zerlegung gleichkommt, da Photo- und Comptoneffekt von diesen beiden Parametern abhängen. In dieser Arbeit soll vornehmlich die 2-Material-Zerlegung untersucht werden, da sich diese gut auf die Verarbeitung von Bilddaten übertragen lässt.

### 2-Material-Zerlegung

Ausgangspunkt der 2-Materialzerlegung sind zwei sog. Basismaterialien, für die eine Zerlegung erfolgen soll. Diese Basismaterialien (hier:  $\mathbf{x}_1$  und  $\mathbf{x}_2$ ) werden zu Beginn der Zerlegung vorgegeben oder mittels einer Referenzmessung bestimmt. Jedes Basismaterial beinhaltet dabei die Angabe eines Messwertes des reinen Materials sowohl für die niedrige als auch für die hohe Energie. Die Überlegungen zur Zerlegung in zwei oder mehrere Basismaterialien resultieren aus den Erkenntnissen der Zusammensetzung des Schwächungskoeffizienten bzw. des CT-Wertes (siehe Abschnitt 1.3.3). Ein gemessener CT-Wert setzt sich demnach aus der Summe der einzelnen gewichteten Bestandteile verschiedener Basismaterialien zusammen. Da für Dual-Energy Messungen nur zwei Messwerte verfügbar sind, folgt daraus unmittelbar die Zerlegung in zwei Basismaterialien. In dieser Arbeit wurden die Auswertungen ausschließlich auf DE-Bilddaten durchgeführt, weshalb hier ausschließlich Basismaterialien in CT-Werten (HU) verwendet werden. In Abschnitt 1.3.3 wurde bereits allgemein gezeigt, wie eine Materialzerlegung durchgeführt werden kann. Im Falle der 2-Material-Zerlegung werden die gemessenen DE-Werte ( $x_l$  und  $x_h$ ) als Summe der gewichteten Basismaterialien berechnet (Gln. 2.34).

$$\begin{aligned} x_l &= f_1 \cdot x_{1,l} + f_2 \cdot x_{2,l} \\ x_h &= f_1 \cdot x_{1,h} + f_2 \cdot x_{2,h} \end{aligned} \tag{2.34}$$

In Matrix-/Vektorschreibweise kann Gln. 2.34 dann folgendermaßen geschrieben werden (Gln. 2.35):

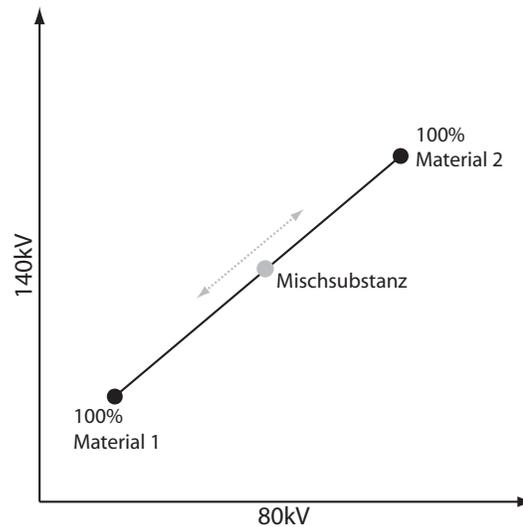


Abbildung 2.39: 2-Material-Zerlegung. Die beiden Endpunkte der Linie markieren die Extrempunkte der Basismaterialzerlegung. Materialien, die aus einer Mischung der beiden Basismaterialien bestehen, befinden sich auf der Linie. Physikalisch kann weder Material 1 noch Material 2 zu mehr als 100 % auftreten. Rauschen kann jedoch zu negativen Anteilen respektive zu Anteilen führen, die mehr als 100 % aufweisen.

$$\mathbf{x} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{f} \quad (2.35)$$

Anschaulich stellen die beiden Basismaterialvektoren die Extrempunkte einer Strecke dar, auf der sich alle Mischungen dieser beiden Materialien befinden (Abb. 2.39). Durch Artefakte und Rauschen resultieren aus dieser Zerlegung jedoch oft negative fraktionelle Volumenanteile eines Basismaterials.

Zur Bestimmung der fraktionellen Anteile beider Basismaterialien muss Gln. 2.35 durch Umformung invertiert werden (Gln. 2.36):

$$\mathbf{f} = \mathbf{M}^{-1} \cdot \mathbf{x} \quad (2.36)$$

Voraussetzung für diese Zerlegung ist natürlich, dass die Matrix  $\mathbf{M}$  invertierbar ist. Konkret bedeutet dies, dass die beiden Basismaterialien nicht linear abhängig sein dürfen und einen genügend großen Abstand voneinander haben müssen, um eine

singuläre Lösung zu vermeiden, da der Einfluß von Rauschen und Artefakten dieses System empfindlich stören kann.

### 3-Material-Zerlegung

Die 3-Material-Zerlegung basiert auf der Annahme, dass viele 555555555 nur mit bestimmten charakteristischen Dichten vorkommen [91]. Als Erweiterung zur 2-Material-Zerlegung kann hierbei dann ein weiterer fraktioneller Anteil in die Gleichungen eingeführt werden (Gln. 2.37). Es ist jedoch bekannt, dass die 3-Material-Zerlegung nur bei kleinem statistischem Rauschen zuverlässig funktioniert, weshalb eine Tiefpassfilterung der Bilddaten vor der Auswertung angewendet werden muss.

$$\begin{aligned}x_l &= f_1 \cdot x_{1,l} + f_2 \cdot x_{2,l} + f_3 \cdot x_{3,l} \\x_h &= f_1 \cdot x_{1,h} + f_2 \cdot x_{2,h} + f_3 \cdot x_{3,h}\end{aligned}\tag{2.37}$$

wobei

$$f_1 + f_2 + f_3 = 1$$

Im l/h-Diagramm können die drei Basismaterialien als Eckpunkte eines Dreiecks interpretiert werden (Abb. 2.40). Mischungen dieser drei Materialien befinden sich innerhalb des Dreiecks. Der Anteil des Mischungsverhältnisses jedes Materials gibt den tatsächlichen fraktionellen Anteil des Materials am untersuchten Voxel wieder.

Da sich viele Körpermaterialien sehr ähnlich sind, ist die 3-Material-Zerlegung oftmals schlecht konditioniert (Abb. 2.41). Im linken Diagramm von Abb. 2.41 ist zu sehen, dass sich die drei Materialien praktisch alle auf einer Linie befinden, was die lineare Abhängigkeit zeigt. Problematisch ist, dass durch die Nähe der Materialien zueinander kein Dreieck aufgespannt werden kann, wo die Eckpunkte einen ausreichenden Abstand voneinander haben. Das kritische Material ist in der linken Darstellung Wasser, da die beiden anderen Materialien genügend Abstand haben. Mit aktuellen Messungen ist es deshalb unmöglich den Wassergehalt eines Materials zu bestimmen. In der rechten Darstellung ist zudem der Dual-Energy-Index aufgetragen. Auch hier ist zu erkennen, dass sich die Materialien stark ähneln.

### 2.4.7 Virtuelle Energiebilder

Üblicherweise wird eine Linearkombination der beiden DE-Bilder mit einer konstanten Gewichtung berechnet (siehe Abschnitt 2.4.1). Die Zuordnung zu einer

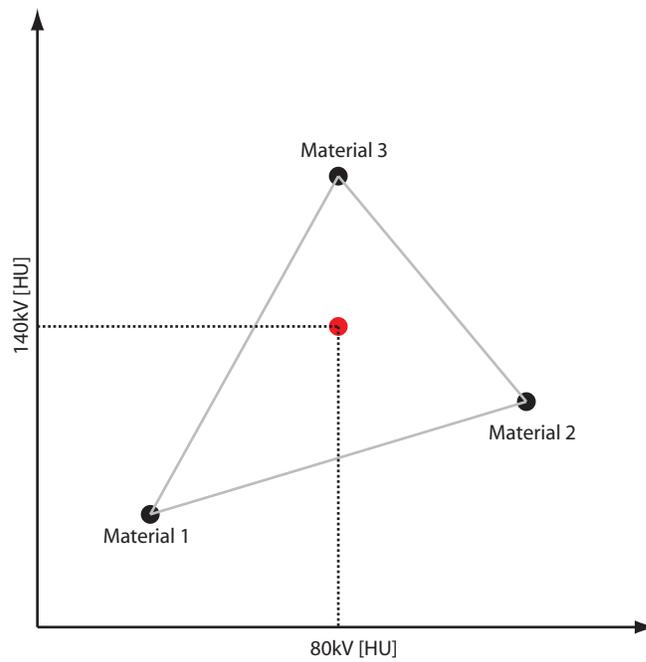


Abbildung 2.40: 3-Material-Zerlegung von Dual-Energy Messwerten. Die Darstellung veranschaulicht die drei Basismaterialien (hier sehr übertrieben dargestellt), die als Eckpunkte eines Dreiecks interpretiert werden können. Unter Vernachlässigung von Rauschen und sonstigen Artefakten, befinden sich Mischungen dieser drei Materialien innerhalb des Dreiecks.

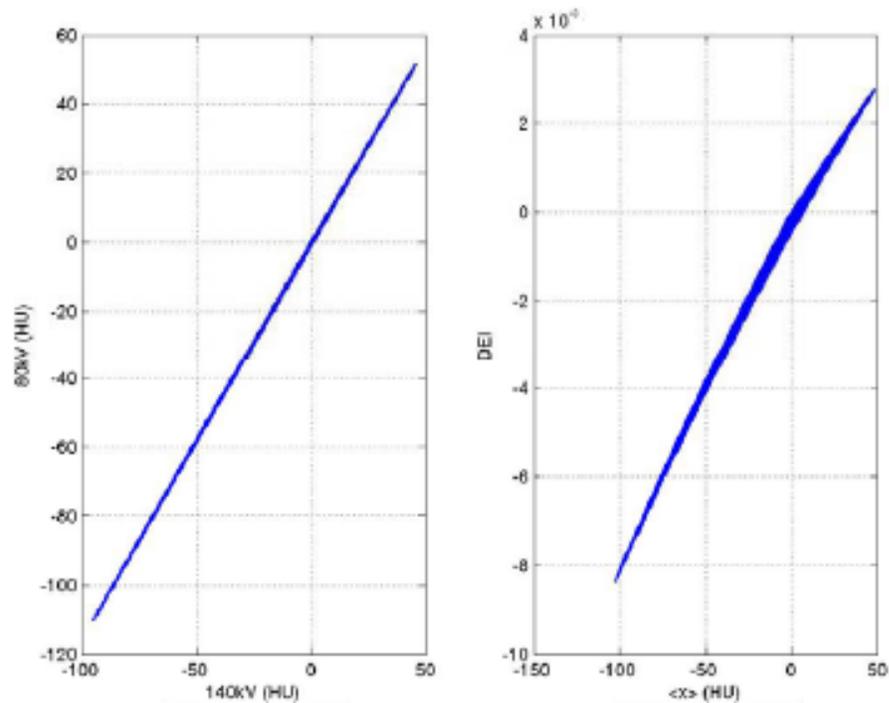


Abbildung 2.41: Links: L/H-Darstellung eines Materials mit verschiedenen Dichtewerten. Wie man leicht sieht, befinden sich alle DE-Messwerte auf einer linearen Geraden, was eine DE-Auswertung unmöglich macht. Rechts: Auftragung der DE-Messwerte des DEI bezogen auf den Mittelwert beider DE-Messwerte. Auch hier ist leicht zu sehen, dass bei diesem Material eine Auswertung nur schwer möglich

bestimmten virtuellen Röhrenspannung kann dabei nur näherungsweise angegeben werden, indem die Gewichtung als lineare Interpolation zwischen den beiden Spannungen der beiden DE-Bilder interpretiert wird. Die nichtlineare Abhängigkeit der CT-Bilder, die aus den einzelnen Streu- und Absorptionseffekten resultiert (siehe Abschnitt 1.2), wird dabei nicht berücksichtigt. Weiterhin wird dabei auch nicht die unterschiedliche Ortsauflösung der beiden DE-Bilder berücksichtigt, wenn diese z. B. mit unterschiedlichen Röhrenfokussen akquiriert wurden.

Aus diesen Gründen ist das gewichtete Mittelwertbild hinsichtlich Kontrast und Ortsauflösung suboptimal und entspricht nur annähernd der gewohnten Akquisition bei einer Energie von ca. 120 kV . Ziel ist es deshalb aus einer optimalen Kombination beider Dual-Energy Datensätze Mittelwertbilder zu erzeugen, die für den befundenden Arzt einen gewohnten Bildeindruck liefern.

Das hier vorgestellte Verfahren basiert auf der Anwendung der Basismaterialzerlegung [6], welche erlaubt die gemessenen DE-Messwertpaare in den Anteil der vorgegebenen Basismaterialien zu zerlegen (siehe auch Abschnitt 1.3.3). Aus der bekannten Basismaterialzerlegung folgt ein lineares Gleichungssystem, welches wegen seiner Anschaulichkeit am häufigsten verwendet wird. Auch die Methode zur Zerlegung von DE-Datenpaaren in Massendichte und effektive Ordnungszahl kann anstelle der bekannten Basismaterialzerlegung durchgeführt werden [45], jedoch resultieren hierbei nichtlineare Gleichungssysteme. Ein Vorteil dieses Verfahrens ist, dass die Basismaterialien nicht a priori bekannt sein müssen. Das hier untersuchte Verfahren kann auf jede vorgestellte Art der Basismaterialzerlegung durchgeführt werden. In dieser Arbeit wird jedoch ausschließlich die erstgenannte Methode verwendet.

Die Methoden zur Basismaterialzerlegung liefern quantitative Bildgebungsverfahren. Sie lassen sich aber auch zur qualitativen Materialklassifikation vereinfachen. Dabei werden aus den Messungen abgeleitete Parameter benutzt, um die Voxel des Bildvolumens verschiedenen Materialklassen zuzuordnen [62]. Als Basis zur Auswertung der Daten dient der effektive lineare Schwächungskoeffizient  $\bar{\mu}_l$  bzw.  $\bar{\mu}_h$  der jeweiligen Energie. Dieser wird durch Mittelung über das gesamte applizierte Röhrenspektrum gebildet, wobei zusätzlich spektrale Filter sowie die energieabhängige Ansprechcharakteristik des Detektorsystems berücksichtigt werden.

$$\mu_l = \bar{\mu}_l \quad (2.38)$$

$$\mu_h = \bar{\mu}_h \quad (2.39)$$

Der Begriff des Kontrastes wurde bereits in Abschnitt 2.4.2 dargestellt. Er soll hier zur Vollständigkeit nochmals aufgeführt werden (Gln. 2.40).

$$C_E = \frac{\Delta\mu_E}{\mu_{E,w}} \quad (2.40)$$

Wobei  $E$  die Energie (hier entweder  $l$  für 80 kV bzw.  $h$  für 140 kV ) und  $\Delta\mu_E = \mu_E - \mu_{E,w}$  die Differenz des Messwerts zum Kalibrierwert von Wasser  $\mu_{E,w}$  der jeweiligen Energie angibt. Es handelt sich hierbei um die übliche Darstellung eines CT-Wertes inklusive der Normierung auf Wasser, wobei der Skalierungsfaktor 1000 weggelassen wurde.

Die in Gln. 2.38 und 2.39 symbolisierte Mittelung soll nun allgemein definiert werden (Gln. 2.41).  $g(E)$  entspricht dabei einer von den Photonenenergie abhängige Funktion (z. B.  $g = \mu$  oder  $g = \alpha = \mu/\rho$ , wobei  $\rho$  die Massendichte ist):

$$\bar{g}_U = \int_0^{eU} g(E) \cdot S(E, U) dE \quad (2.41)$$

Wobei  $S(E, U)$  die zugehörige Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des verwendeten Energiespektrums darstellt und so normiert ist, dass ihr Integral = 1 ist (Gln. 2.42):

$$S(E, U) = \frac{F(E) \cdot D(E) \cdot e^{-\mu_0(E) \cdot \bar{t}}}{\int_0^{eU} F(E) \cdot D(E) \cdot e^{-\mu_0(E) \cdot \bar{t}}} \quad (2.42)$$

Die obere Integrationsgrenze entspricht dabei der maximal auftretenden Röntgenenergie  $eU$ .  $F(E)$  entspricht der Aufhärtungsfunktion eventuell verwendeter spektraler Filter,  $D(E)$  der Ansprechempfindlichkeit des Detektors. Der Exponentialterm soll pauschal die spektrale Filterung (Aufhärtung) des Energiespektrums beim Durchgang durch den Patienten berücksichtigen (mit einem mittleren Schwächungskoeffizienten  $\mu_0$  sowie einer mittleren Dicke  $\bar{t}$ ). Mit Hilfe von bekannten Korrekturalgorithmen zur Strahlauhärtung können Abweichungen zu diesem „Normspektrum“ in Gln. 2.42 korrigiert werden [64, 63].

### Beschreibung des Algorithmus

Für alle Voxel können mittels der DE-Methode aus den beiden CT-Bildern (zur niedrigen bzw. zur höheren Spannung) sogenannte Materialbilder erzeugt werden. Es wird vorausgesetzt, dass im rekonstruierten Objektvolumen bereits eine Vorklassifikation durchgeführt werden kann, d. h. im Volumen sind Teilvolumenbereiche

entsprechend ihrer Materialzusammensetzung („Materialklasse“) identifizierbar. Dies kann entweder durch einfache Schwellwerte festgelegt werden, z. B. für Fettgewebe ein Bereich von -120 HU bis -90 HU und für Weichteilgewebe ein Bereich von 40 HU bis 80 HU oder durch kompliziertere Algorithmen erfolgen, die eine Organcharakteristik identifizieren können. D. h. Voxel werden z. B. als Weichteilgewebe, Kalzifikation oder Kontrastmittelmischung, etc. identifiziert.

Jede Materialklasse kann ihrerseits aus zwei Basiskomponenten (Substanzen) bestehen. Kontrastmittelmischungen können sich z. B. aus Jod und Blut (oder Wasser), Kalzifikation aus Knochenmineral (Hydroxylapatit) und einer nicht-kalkhaltigen Grundsubstanz (z. B. Bindegewebe oder Knorpel) zusammensetzen. Im Spezialfall kann es auch vorkommen, daß eine Materialklasse nur durch eine einzige Basiskomponente beschrieben werden kann. Im Folgenden wird der allgemeinere Fall mit zwei Komponenten behandelt; im Fall mit nur einer Komponente vereinfachen sich die Formeln entsprechend.

Man betrachtet ein Voxel  $\mathbf{x}$ , das zu einer beliebigen Materialklasse  $K$  gehöre. Die beiden Basismaterialkomponenten  $K$  werden mit 1 und 2 indiziert. Die physikalische Dichte des Materials im Voxel sei  $\rho$ , die Partialdichten der beiden Basiskomponenten seien  $\rho_1$  bzw.  $\rho_2$ , wobei  $\rho = \rho_1 + \rho_2$ . Zur Vereinfachung der Schreibweise werden die Kennzeichnungen für das Voxel  $\mathbf{x}$  und für die Materialklasse  $M$  weggelassen, außerdem wird anstelle von CT-Werten mit Schwächungskoeffizienten gerechnet. Die Darstellung durch CT-Werte wird im Abschnitt 2.4.7 skizziert. Für die gemessenen Schwächungswerte der jeweiligen Energie ( $l$  und  $h$ ) gelten Gln. 2.43 und 2.44.

$$\mu_l = \rho_1 \cdot \bar{\alpha}_{1,l} + \rho_2 \cdot \bar{\alpha}_{2,l} \quad (2.43)$$

$$\mu_h = \rho_1 \cdot \bar{\alpha}_{1,h} + \rho_2 \cdot \bar{\alpha}_{2,h}$$

Grundsätzlich können die effektiven Massenschwächungskoeffizienten für jede Substanz und für jede Spannung  $U$ , zu der das Röhrenspektrum bekannt ist, im Voraus entsprechend Gln. 2.41 berechnet werden. Insofern können die Gewichte

$$\alpha_{11} = \bar{\alpha}_{1,l} \quad \alpha_{12} = \bar{\alpha}_{2,l} \quad (2.44)$$

$$\alpha_{21} = \bar{\alpha}_{1,h} \quad \alpha_{22} = \bar{\alpha}_{2,h} \quad (2.45)$$

im obigen Gleichungssystem (Gln. 2.43 und 2.44) als bekannt vorausgesetzt werden. Mit der Basismaterialmatrix  $\mathbf{M}$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \quad (2.46)$$

und den Vektoren

$$\boldsymbol{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_1 \\ \mu_2 \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

$$\boldsymbol{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

ergeben sich die physikalischen Dichten  $\rho_1$  und  $\rho_2$  der beiden Basismaterialien durch Matrixinversion (Gln. 2.49).

$$\boldsymbol{\rho} = \mathbf{M}^{-1} \cdot \boldsymbol{\mu} \quad (2.49)$$

Somit können mittels der DE-Technik Volumenbilder der Dichteverteilungen von verschiedenen Körpergeweben und Basissubstanzen erzeugt werden.

### Umrechnung für beliebige Röhrenspannungen

Die effektiven Massenschwächungskoeffizienten  $\bar{\alpha}_{i,E}$  können für jede Substanz  $i$  und für jede Energie  $E$ , zu der das Röhrenspektrum bekannt ist, im Voraus berechnet werden. Deshalb ist es möglich, zu jeder durch Dichteanteile gegebenen Basismaterialkombination den effektiven linearen Schwächungskoeffizienten  $\bar{\mu}_E$  zu bestimmen, der sich bei Messung mit der verwendeten Energie  $E$  und anschließender CT-Rekonstruktion ergeben würde (Gln. 2.50). Die Dichteanteile  $\rho_1$  und  $\rho_2$  sind dabei durch Gln. 2.49 gegeben.

$$\bar{\mu}(E) = \rho_1 \cdot \bar{\alpha}_{1,E} + \rho_2 \cdot \bar{\alpha}_{2,E} \quad (2.50)$$

Die Zusammenfassung von Gln. 2.49 und Gln. 2.50 führt zur Darstellung von  $\bar{\mu}_E$  als Linearkombination der beiden gegebenen, von der CT-Rekonstruktionen resultierenden, effektiven linearen Schwächungskoeffizienten  $\mu_1$  und  $\mu_2$  (vgl. Gln. 2.38 und 2.39), entsprechend den beiden verwendeten DE-Energien  $E_l$  und  $E_h$ .

$$\bar{\mu}(E) = \lambda_1(E) \cdot \mu_1 + \lambda_2(E) \cdot \mu_2 \quad (2.51)$$

Die beiden Gewichtungsfaktoren  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  der Linearkombination (Gln. 2.51) hängen nur von der für die Darstellung gewählten Energie  $E$  und von der Materialklasse  $K$ , d. h. den beiden der Materialklasse  $K$  zugeordneten Basismaterialkomponenten, ab. Genau genommen ist in Gln. 2.51 die Abhängigkeit von der Materialklasse  $K$  noch zu kennzeichnen. Der rechnerische Aufwand ist dadurch besonders gering, dass die Gewichtungsfaktoren  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  in Gln. 2.51 für alle Voxel, die in derselben Materialklasse liegen, identisch sind.

*Bemerkung:* Löst man Gln. 2.51 für  $E = E_l$  bzw.  $E = E_h$  durch sukzessives Einsetzen von Gln. 2.44, 2.45, 2.49 und 2.50 auf, dann ergeben sich konsistenterweise  $\mu_1$  und  $\mu_2$ .

### Umrechnung des CT-Werts für beliebige Röhrenspannungen

Da die Grauwerte der CT-Bilder in der Regel in CT-Werten dargestellt sind, ist es zweckmäßig Gln. 2.51 mittels Gln. 2.40 umzurechnen. Daraus ergibt sich eine Linearkombination und eine Konstante (die mit 0 indiziert wird). Formal gilt dann für den zur fiktiven Energie  $E$  gehörigen CT-Wert (Gln. 2.52).

$$\bar{C} = \lambda_0 + \lambda_1 \cdot C_1 + \lambda_2 \cdot C_2 \quad (2.52)$$

Man beachte, dass für die Gewichtungsfaktoren  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  in Gln. 2.51 und Gln. 2.52 die gleichen Bezeichnungen verwendet wurden, obwohl sie sich durch multiplikative Konstanten unterscheiden.

### Berücksichtigung unterschiedlicher Auflösung in den DE-Bildern

Aufgrund technischer Limitierungen vergrößert sich der Fokus bei niedrigen Energien, da der Elektronenstrahl nicht mehr exakt fokussiert werden kann. Dies ist in DE-Akquisitionen der Fall, woraus folgt, dass die beiden DE-Bildstapel unterschiedliche Ortsauflösung besitzen.

Die brennfleckbedingten Unterschiede der Ortsauflösung können aber durch geeignete Faltungskerne bei der CT-Rekonstruktion bzw. durch 2-dim. Frequenzfilterung nach der CT-Rekonstruktion einander angepaßt werden. Dadurch kann man erreichen, daß bei der Mischung der CT-Bilder entsprechend Gl. 2.51 bzw. 2.52 die Ortsauflösung der bei realen Standard-CT-Aufnahmen mit der gewählten (virtuellen) Energie  $E$  üblichen Ortsauflösung entspricht.

### Anwendung auf Photo-/Comptoneffekt-Zerlegung

Die Anwendung unter Verwendung des Photo- bzw. Comptoneffekt Basissystems ist analog zu den Darstellungen im vorherigen Abschnitt. Es müssen lediglich die Größen  $\rho_1$  und  $\rho_2$  in den Gln. 2.43, 2.44, 2.49 und 2.50 als Photo- bzw. Comptoneffekt-Anteile (anstelle von Materialdichten) uminterpretiert werden. Entsprechend ändert sich die Bedeutung der Elemente der Transformationsmatrix  $\mathbf{M}$  [6]. Gln. 2.51 bleibt sinngemäß erhalten; d. h. die Gewichte können vorausberechnet werden. Eine Vereinfachung ergibt sich insofern, als keine Materialklassenabhängigkeit mehr auftritt. Für jeden virtuellen Energiewert  $E$  benötigt man entsprechend nur zwei konstante Gewichte, die vorausberechnet werden müssen (entsprechend Gln. 2.41).

### Anwendung auf $\rho/Z$ -Zerlegung

Die Grundidee ist prinzipiell auch auf die  $\rho/Z$ -Zerlegung übertragbar. Die Größen  $\rho_1$  und  $\rho_2$  müssen durch  $\rho$  bzw.  $Z$  ersetzt werden und an die Stelle des linearen Gleichungssystems 2.43 und 2.44 tritt eine nichtlineare Beziehung [45]. In Gln. 2.49 ist dann  $\mathbf{M}^{-1}$  als ein nichtlinearer Operator zu interpretieren.

Für die Implementierung entscheidend ist die i. A. nichtlineare Verallgemeinerung von Gln. 2.51. Letztlich handelt es sich nur darum, daß jedem Paar von CT-Werten ( $C_1, C_2$  bzw.  $\mu_1, \mu_2$ ) ein neuer, zur virtuellen Energie  $E$  gehöriger, CT-Wert ( $C_E$  bzw.  $\mu_E$ ) zuzuordnen ist. Dies kann (für festes  $E$ ) durch Zugriff auf eine vorausberechnete 2-parametrische Tabelle mit zusätzlicher Interpolation realisiert werden.

*Bemerkung:* diese Vorgehensweise erscheint wegen des relativ großen Aufwands (2-parametrische Lookup-Table) nicht empfehlenswert. Da aus theoretischen Gründen die Photo-/Comptoneffekt-Zerlegung (linear) und die  $\rho/Z$ -Zerlegung (nichtlinear) zwei alternative Darstellungen desselben Schwächungskoeffizienten sind, ist die einfachere Formulierung nach der Photo-/Comptoneffekt-Zerlegung vorzuziehen.

# Kapitel 3

## Anwendungen von Dual-Energy CT

Auch wenn die konventionelle Computertomographie ohne die bekannten Rausch- und Störartefakte [104] möglich wäre, ist die eindeutige Zuordnung des CT-Wertes bzw. Schwächungskoeffizienten zu einem bestimmten Material, Gewebe oder einer Läsion nicht möglich, da der Schwächungskoeffizient nur linear mit der Dichte skaliert, mit Energie und Ordnungszahl aber einen stark nichtlinearen Zusammenhang [78] aufweist. Materialien, die bekannte Charakteristiken aufweisen, können dabei schon mit einer einzigen Single-Energy Aufnahme identifiziert werden (z. B. Fett, Muskel, u. a.). Eine Dual-Energy Akquisition ist für den Radiologen dann interessant, wenn Materialien mit einer Single-Energy Aufnahme nicht zu unterscheiden sind. Oftmals wird bei Single-Energy Aufnahmen aus dem Grund der nicht eindeutigen Unterscheidbarkeit ein vorheriger Nativscan gemacht (z. B. Bone-Removal in Abschnitt 3.2), um danach die Anreicherung von Kontrastmittel im Gewebe oder Gefäß messen zu können. Oftmals folgen auch auf einen Kontrastmittelscan mehrere Phasen zur Messung der Perfusion eines Organs (3-Phasen-Leber). Eine Hauptanwendung von Dual-Energy ist dabei, die Anzahl der notwendigen Akquisitionen zur eindeutigen Unterscheidung von Materialien oder Läsionen zu verringern, um damit zum Einen die Patientendosis zu verringern, zum Anderen Bewegungsartefakte zeitlich konsekutiver Scans zu vermeiden (siehe Abschnitt 2.1.1). Zudem können mit Dual-Energy post-processing Methoden automatisch bestimmte Körperkonkremente charakterisiert und klassifiziert werden (z. B. Gallensteine oder Nierensteine [132]), was aufwändige und zeitintensive Untersuchungen vermeidet.

Im Folgenden sollen nun einige der in dieser Arbeit untersuchten und erstellten Algorithmen zur Auswertung von Dual-Energy Bilddaten mittels post-processing Methoden dargestellt werden. Dabei wird zunächst der Einsatz energieselektiver Kon-

trastmittel in der Anwendung für Dual-Energy CT untersucht (Abschnitt 3.1). Im Anschluß daran sollen die Trennung von Knochen und Iod für Angiographieuntersuchungen und die verwendeten Algorithmen gezeigt werden (Abschnitt 3.2). Zuletzt wird auf die Messung von Silikaten, insbesondere Glimmer, eingegangen, die in der Kosmetikindustrie angewendet und bei langer Expositionszeit zu erheblichen Schäden der Atemwege führen können (Abschnitt 3.3).

### 3.1 Verbesserung der Kontrastmittelperformance

Vielfach wird diskutiert, ob die Anwendung energieselektiver bzw. anwendungsbezogener Kontrastmittel, das Kontrast- bzw. Signal-zu-Rausch-Verhältnis in Verbindung mit Dual-Energy CT verbessern kann [125, 2, 26, 76]. Zudem werden Alternativen zu den aktuell in der CT verwendeten iodbasierten Kontrastmitteln gesucht, um Patienten mit Kontraindikationen auf Iod (Niereninsuffizienz, allergische Reaktionen, Hyperthyreodismus) gefahrlos untersuchen zu können [116]. Mit diesen alternativen Kontrastmitteln sollte es z.B. möglich sein, zusätzliche Informationen zu fokalen Fettinfiltraten der Leber, sowie nekrotischen Tumoren zu bekommen. Ausserdem sollten diese Kontrastmittel dazu verwendet werden können, um aus zwei Dual-Energy Akquisitionen die KM-Konzentration berechnen und gegebenenfalls ein virtuelles Nativbild (VNC) erstellen zu können. Die Qualität der Ergebnisse hängt dabei jedoch vom verwendeten Kontrastmittel ab [109].

Die zu untersuchenden Kontrastmittel sollten dabei eine möglichst höhere Ordnungszahl als Iod ( $Z = 53$ ) und zugleich eine hohe Massendichte haben, da der Kontrast bzw. Schwächung hauptsächlich von diesen beiden Parametern abhängt (Eine mögliche Auswahl der untersuchten Elemente ist in Tabelle 3.1 aufgeführt). Dabei ist bei diesen Kontrastmitteln zu beachten, dass viele der dabei möglichen Elemente eine hohe Toxizität aufweisen und durch chemische Bindungen (z.B. Chelatkapsel bei Gadolinium  $Z = 64$ ) atoxisch gemacht werden. Durch die Einbettung des Elements in Molekülkomplexe reduziert sich jedoch die effektive Ordnungszahl, sowie die Massendichte des resultierenden Kontrastmittels (siehe Abschnitt 1.4 und 2.1.1).

Wünschenswert dabei wären Kontrastmittel deren K-Kante im Bereich des Röntgenspektrums liegt, deren Schwächungskoeffizienten vor und nach der K-Kante eine hohe Absorptionsdifferenz aufweisen, um damit einen hohen Kontrast im Bild zu erzeugen. Bisher konnte mit Iod die K-Kanten Absorption (die K-Kante von Iod liegt ungefähr bei 32 keV ) nicht ausgenutzt werden (Abb. 2.8), da diese unterhalb

Element	Symbol	Ordnungszahl Z	Massendichte $\rho$
Iod	I	53	4,95
Lanthan	La	57	6,16
Neodym	Nd	60	7,00
Gadolinium	Gd	64	7,89
Dysprosium	Dy	66	8,53
Holmium	Ho	67	8,80
Erbium	Er	68	9,04
Ytterbium	Yb	70	6,97

Tabelle 3.1: Physikalische Daten der untersuchten Kontrastmittelelemente. Die Massendichte  $\rho$  gilt für 20 °C Raumtemperatur.

des in der CT verwendeten Energiespektrums liegt (Abb. 2.9). Zudem könnte durch die Anwendung von Elementen mit höheren Ordnungszahlen die absorbierte Dosis und die Expositionszeit gesenkt werden, da höhere Röntgenenergien verwendet werden können [125]. Alternativ kann bei konstanter Strahlung die Kontrastmittelmenge gesenkt werden. In dieser Arbeit wurden zu diesem Thema verschiedene Kontrastmittel mit Hilfe der Dual-Energy CT untersucht und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bestimmt. Die Messungen wurden am Siemens Somatom Plus 4 respektive am Siemens Somatom Definition DS durchgeführt. Phantomsimulation wurden mit dem Programm DRASIM [136] ausgewertet. Die in den Messungen verwendeten Kontrastmittel waren:

- Iopromid (Ultravist, Schering AG) auf Iodbasis
- Metallkomplexe basierend auf EOB-DTPA

Bei den Metallkomplexen können theoretisch alle Lanthaniden verwendet werden; untersucht wurden jedoch nur Lanthan (L), Dysprosium (Dy) und Erbium (Eb). Zunächst wurde die theoretische Machbarkeit anhand von Phantomstudien untersucht. Zur Auswertung der verschiedenen Kontrastmittel im Tierexperiment wurden neun ausgewachsene New Zealand Hasen (3.0 - 3.8kg) verwendet. Den Versuchsubjekten wurde ein VX2 Karzinom in die Leber implantiert und bis zur Wundheilung 2-3 Wochen gewartet. Anschließend wurden Dual-Energy-CT Aufnahmen durchgeführt, wobei allen Hasen jeweils ein Kontrastmitteltyp injiziert wurde. Durch die Anreicherung des Kontrastmittels im Leberparenchym konnten mit Hilfe der modifizierten 3-Material-Zerlegung (Abschnitt 2.4.6) die DE CT-Werte in die Einzelbestandteile

der Leber zerlegt werden. Dabei wurden für die 3-Material-Zerlegung die Grundbestandteile der Leber als Fett und Weichgewebe festgelegt. Als stark anreicherndes Material wurde das Schwächungsverhältnis des Kontrastmittels verwendet. Daraus ließ sich anschließend der quantitative Iodgehalt berechnen.

### 3.1.1 Messung des Dual-Energy-Index

Die Phantommessungen wurden am Siemens Somatom Plus 4 durchgeführt, um die Performance der einzelnen Kontrastmittel in wässriger Lösung zu untersuchen. Dabei wurden zwei verschiedene Scanmodes untersucht. Eine Messung für alle Kontrastmittellösungen wurde für den Kopfmode durchgeführt, da dieser Scanmode mit einem speziellen Kopffilter ausgestattet ist. Die andere Messung wiederum für alle Kontrastmittellösungen wurden für den Bodymode durchgeführt, da dieser mit einem Wedgefilter versehen ist und zentral eine geringere Schwächung als in der Peripherie aufweist. Damit soll die Performance des Kontrastmittels und der Einfluß unterschiedlicher Scanmodes untersucht werden. In den Messungen wurde für jede Kontrastmittellösung der Dual-Energy-Index (DEI) berechnet, um die theoretische Trennbarkeit von Materialien auszuwerten (Abb. 3.1). Da die Kontrastmittel in Wasser gelöst waren, musste keine Korrektur der CT-Werte durchgeführt werden (siehe Abschnitt 2.4.5). Die besten Resultate wurden dabei für Iod und Lanthan erwartet, da diese, verglichen zu den anderen Kontrastmitteln, eine hohe Massendichte und damit einen hohen Absorptionskoeffizienten aufweisen. Diese Annahme zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Messungen in Abbildung 3.1. Der DEI fällt bei Materialien mit höheren Ordnungszahlen als Iod, da die K-Kante in das applizierte Spektrum eindringt.

### 3.1.2 Tierversuche

In den auf die Phantomstudien folgenden Tierversuchen wurden die Messungen am Siemens Somatom Definition DS durchgeführt. Die verwendete Spannungs-kombination war 80/140 kV. Als Kontrastmittel wurden zunächst, aufgrund der vorhergehenden Untersuchungen, die beiden Elemente Iod und Lanthan ausgewählt. Es wurde erwartet, dass durch die Anwendung dieser Kontrastmittel die besten Resultate erzielt werden können. Zur Bestätigung der besseren Performance von Lanthan und Iod wurden zudem Dysprosium und Erbium verwendet. Bei der Verwendung des Kontrastmittels Lanthan (Ln-EOB-DTPA) wurde eine Konzentration von 0,5 mmol/kg, bei der Verwendung von Iopromid (Iod) eine Konzentration von 300 mg/kg intravenös appliziert (da die exakte Stoffmenge von Iod zum direkten

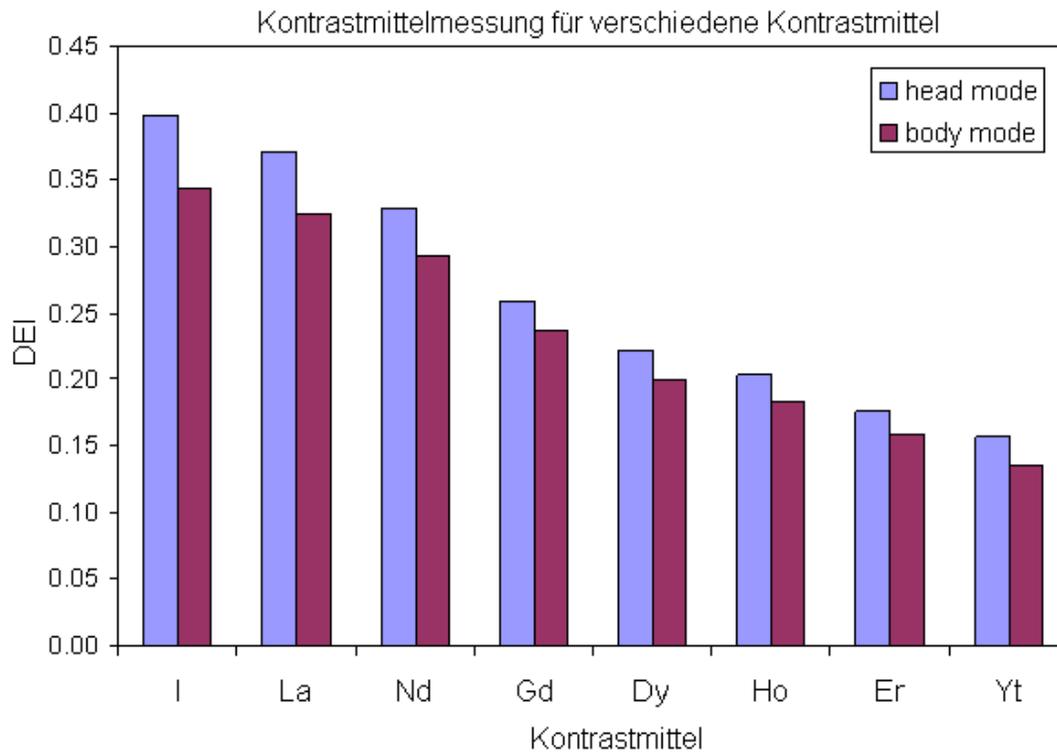


Abbildung 3.1: Verschiedene Kontrastmittel gemessen in wässriger Lösung. Die Ordnungszahlen und Massendichten der hier untersuchten Elemente sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Element	Hasse	$\Delta x_l(HU)$	$\Delta x_h(HU)$	DEI
J	WNS-SPF-9744	114.9	62.3	0.297
La	WNS-SPF-9679	15.1	7.1	0.360
Dy	WNS-SPF-9684	25.6	19.6	0.133
Er	WNS-SPF-9690	21.1	16.8	0.113

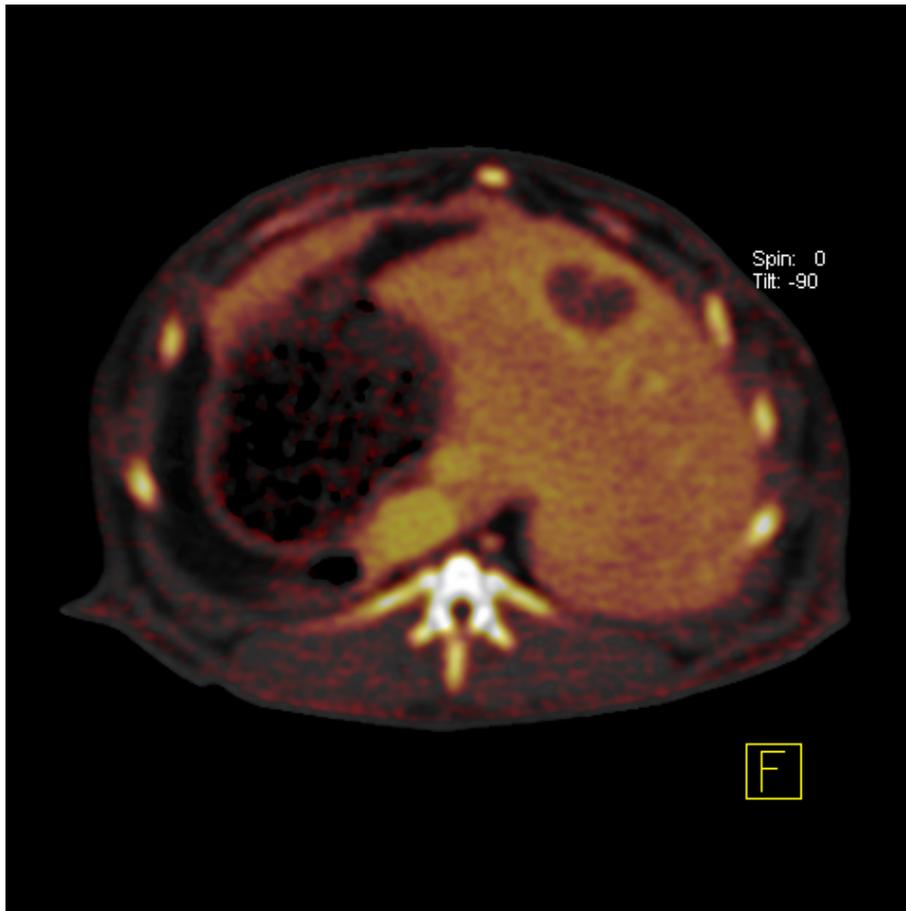
Tabelle 3.2: Kontrastmittelmessungen für Iod, Lanthan, Dysprosium und Erbium unter Anwendung von Dual-Energy CT. In der Tabelle ist die CT-Wert-Differenz zum Nativbild bei 80 kV bzw. 140 kV angegeben, der Dual-Energy-Index ist in der letzten Spalte dargestellt.

Vergleich mit Lanthan nicht bekannt war, wurde anhand des Atomgewichts von Iod auf eine sinnvollen Stoffmenge umgerechnet). Bei der Lanthanmessung wurde ein Stromverhältnis von 3:1, für die Iodmessungen ein Stromverhältnis von 5:1 gewählt. Die Akquisition erfolgte für alle Kontrastmittel nach einer konstanten Wartezeit von ca. 5 s. In den Messungen wurde - wie aus den Phantommessungen schon ersichtlich war - festgestellt, dass der DEI mit steigender Ordnungszahl des Kontrastmittels sinkt. Tabelle 3.2 zeigt zusammengefaßt die Auswertung der untersuchten Kontrastmittel.

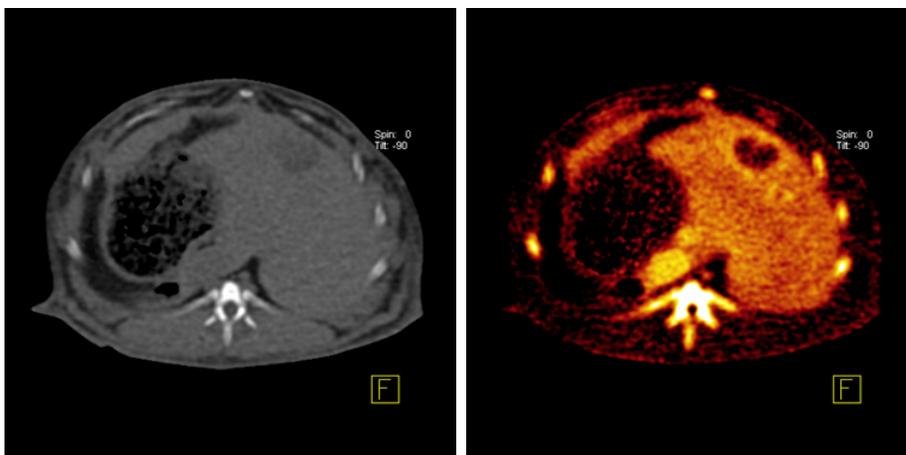
Für die Metallkomplexe (Lanthan, Erbium, Dysprosium) ergibt sich ein Enhancement bei 80 kV von maximal 25 HU (verglichen zum Nativscan), während sich bei Iod ebenfalls bei 80 kV ein maximales Enhancement von 115 HU ergibt<sup>1</sup>. Betrachtet man nur den Dual-Energy-Index, so weist Lanthan den besten Wert auf, um zwei Materialien voneinander trennen zu können. Jedoch führt das schwache Enhancement aufgrund von statistischem Rauschen dazu, dass die Differenz des 80 kV - zu 140 kV -Bildes überdeckt wird. Abbildungen 3.2 und 3.3 zeigen die Auswertung der Dual-Energy Bilddaten mit Hilfe der modifizierten 3-Material-Zerlegung.

Es mag auffallen, dass in der Darstellung des virtuellen Nativbildes Knochenstrukturen in ihrem Kontrastverhalten gedämpft erscheinen; in der Darstellung des Kontrastmittelbildes Knochenstrukturen jedoch fälschlicherweise vorhanden sind. Dieses Verhalten ist mit der 3-Material-Zerlegung zu begründen, da das angenommene Basismaterialsystem aus den drei Kompartimenten Fett, Gewebe und Iod besteht. Somit ist leicht zu erklären, dass für Messwerte, die jenseits der beiden Materialien Fett und Gewebe liegen (hier: Knochen), eine Zuordnung zu dem Basismaterial Iod erfolgt. Dieser Effekt wird umso stärker, je weiter stark schwächende Materialien

<sup>1</sup>Alle Enhancements wurden über 10 ROIs gemittelt.



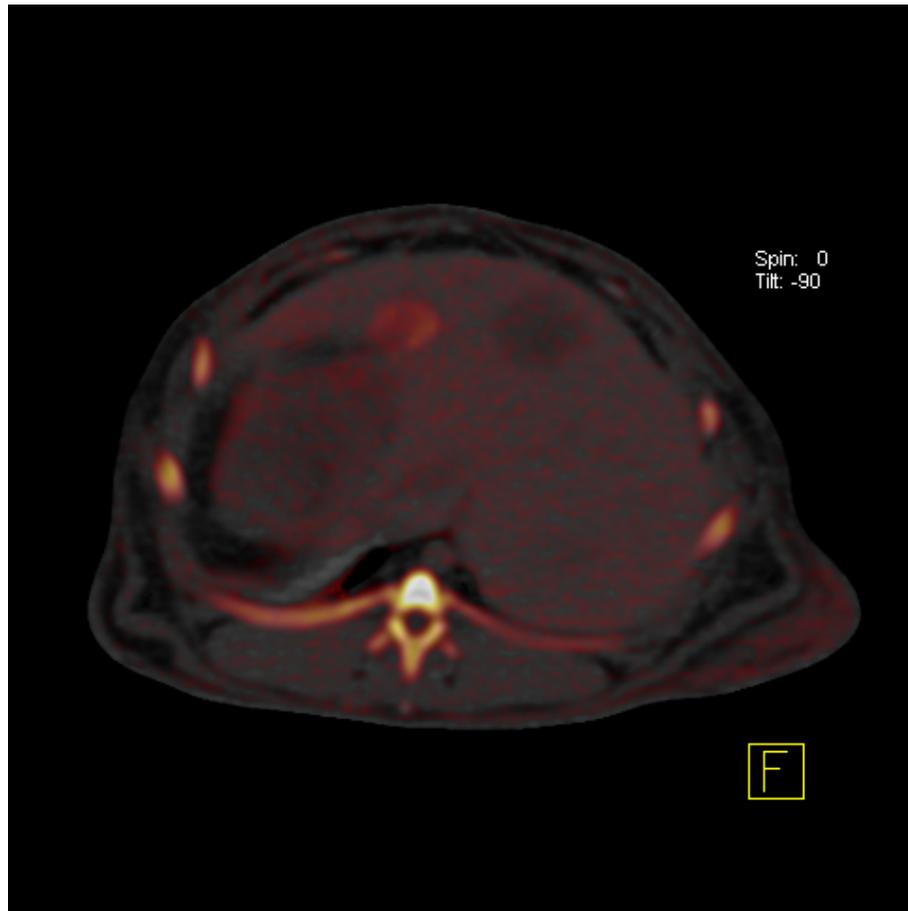
(a) Fusionierte Darstellung von Nativ- und VNC-Bild



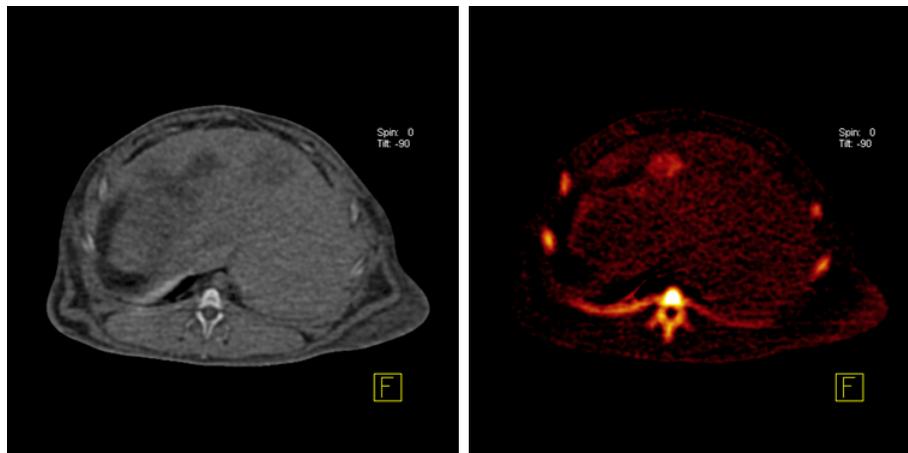
(b) Virtuelles Nativbild

(c) Kontrastmittelbild

Abbildung 3.2: Messungen mit Iodkontrastmittel. (a) Fusionierte Darstellung von virtuellem Nativ- und Kontrastmittelbild. Abbildung (b) zeigt das berechnete virtuelle Nativbild, Abbildung (c) das Kontrastmittelbild



(a) Fusionierte Darstellung von Nativ- und VNC-Bild



(b) Virtuelles Nativbild

(c) Kontrastmittelbild

Abbildung 3.3: Messungen mit Lanthankontrastmittel. (a) Fusionierte Darstellung von virtuellem Nativ- und Kontrastmittelbild. Abbildung (b) zeigt das berechnete virtuelle Nativbild, Abbildung (c) das Kontrastmittelbild

von Fett und Gewebe entfernt liegen. Einfache Schwellwertparameter zur Vermeidung dieses Effekts können aufgrund der heterogenen Struktur von Knochen und der variablen Durchmischung von Iod in Blut bzw. Gewebe nicht angewendet werden. Hierzu sind komplexere Methoden nötig, die außerhalb dieser Arbeit untersucht werden.

### 3.1.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Durch die Anwendung der Dual-Energy CT kann zwischen verschiedenen Kontrastmitteln und Körpergewebe unterschieden werden. Die Akquisition einer Dual-Energy Aufnahme in Verbindung mit einer nachfolgenden Berechnung des virtuellen Nativbildes, sowie des Kontrastmittelbildes machen zwei konsekutive Single-Energy Aufnahmen unnötig. Diese sind aufgrund der kürzeren Verweildauer bei einem Dual-Energy Scan des Patienten nicht mehr zu empfehlen. Zudem folgt aus der zeitgleichen Akquisition zweier Bildstapel, dass aufwändige und fehleranfällige Registrieralgorithmen nicht mehr nötig sind und damit die Auswertung von Patientendaten beschleunigt werden kann.

Die Anwendung von Iod oder Lanthan als Kontrastmittel liefert die besten Resultate in puncto Rauschen des virtuellen Nativbildes, sowie das beste Signal-zu-Rausch-Verhältnis für das berechnete Kontrastmittelbild.

Abgesehen von energieselektiven Kontrastmitteln für Dual-Energy CT, wäre die Anwendung von lebergängigem Kontrastmittel mit langer Verweildauer im Organparenchym für die Interventionelle Radiologie von großem Nutzen. Bisher kann aufgrund der kurzen Verweildauer von iodhaltigem Kontrastmittel im Leber-, Nieren- oder Lungenparenchym bei langwierigen Untersuchungen der initiale Kontrast nicht erhalten werden. Dies erschwert während der Intervention (z. B. Ablation oder Biopsie) die Lokalisation des Zielgebiets und kann unter Umständen zu Komplikationen führen.

## 3.2 Trennung von Knochen und Iod

Die Atherosklerose, im Volksmund auch Gefäßverkalkung genannt, ist eine der häufigsten Todesursachen industrialisierter Länder<sup>2</sup>. Jeder fünfte Mann und jede fünfte Frau leiden gleichermaßen an einer kardiovaskulären Erkrankung, wobei weltweit täglich 4500 Menschen an deren Folgen sterben. Die Letalität einer kardiovaskulären Erkrankung, insbesondere bei Herzinfarkten, beträgt ca. 50 Prozent [92], wobei die Ursachen der Atherosklerose noch weithin unbekannt sind. Sicher ist jedoch, dass Diabetes mellitus, Hypertonie, Übergewicht, Rauchen sowie eine positive Familienanamnese entscheidend zum Atheroskleroserisiko beitragen. Insbesondere LDL-Cholesterine (engl. low density lipids) steigern das Risiko an Atherosklerose zu erkranken, während HDL-Cholesterine (engl. high density lipids) das Risiko senken. Dementsprechend werden für die genannten Risikofaktoren Rankingfaktoren benutzt, um das Risiko an Atherosklerose zu erkranken, abschätzen zu können [139].

Die Entwicklung kardiovaskulärer Erkrankungen und die damit verbundenen Komplikationen führen zur Einführung präventiver Maßnahmen zur frühzeitigen Erkennung und Behandlung vaskulärer Erkrankungen. Dazu muss sich der Radiologe einen genauen Überblick über die vaskuläre Erkrankung des Patienten verschaffen [100] und die Gefäße auf Stenosen, Plaques, Aneurysmen und Gefäßrupturen untersuchen. Die 3D-Bildgebung der Computertomographie, bei der transversale Schichten zu einem Volumendatensatz reformatiert werden, ist hierbei eine unterstützende Technik, die es erlaubt Gefäße räumlich zu verfolgen und auszuwerten. Knochenstrukturen verdecken jedoch oftmals die Sicht auf Gefäße, wie z. B. die Kopfgefäße oder die Kniekehlenarterie (A.poplitea). Zudem durchziehen Gefäße oftmals den Knochen (z. B. die A. carotis in der Schädelbasis) oder verlaufen direkt entlang des Knochens (A. tibialis). Diese Umstände erschweren die exakte Analyse und Auswertung von vaskulären Erkrankungen und induzieren Fehldiagnosen. Letztendlich erfordern die genannten Probleme für eine adäquate Auswertung des Datensatzes aufwändige Nachverarbeitungsschritte, um die verdeckenden Knochenstrukturen zu entfernen (Bone-Removal), damit die Sicht auf Gefäße ermöglicht wird. Da sich Blutgefäße und Organe bei der Interpretation in der CT-Bildgebung nicht von dem umgebenden Gewebe unterscheiden, wird dem Patienten während der Untersuchung iodhaltiges röntgenpositives Kontrastmittel (KM) intravenös appliziert und nach

---

<sup>2</sup>Im deutschen Sprachgebrauch werden die Bezeichnungen Arteriosklerose und Atherosklerose synonym verwendet, obwohl dies nicht ganz richtig ist. Atherosklerose ist der Überbegriff verschiedener Endothelschädigungen bzw. -dysfunktionen der Intima eines Gefäßes, während Arteriosklerose eine spezielle Art der Atherosklerose ist.

einer dem Körper angepassten Wartezeit gescannt [115]. In neueren Geräten wird dabei das sog. Bolus-Tracking [135] verwendet, welches den Kontrastmittelbolus an einer bestimmten Stelle des Körpers misst und mit der Akquisition beginnt, sobald eine bestimmte Dichteschwelle (CT-Wert) überschritten wurde. Das Bolus-Tracking ermöglicht es, den Kontrast für alle Schichten gleich zu halten.

Aktuelle Verfahren zur Auswertung von Gefäßen verwenden die Technik der *Digitalen Subtraktionsangiographie (DSA)*. Bei diesem Verfahren werden mit Hilfe der Spiral-CT zunächst Schichten des Körpers ohne Kontrastmittel (native Phase) aufgenommen. Anschließend erfolgt nach der Gabe von Kontrastmittel und einer dem Gewicht und Größe des Patienten angepassten Wartezeit ein weiterer Scan (arterielle Phase) der gleichen zu untersuchenden Körperregion. Da das Kontrastmittel in der CT hauptsächlich in den Gefäßen einen starken Kontrastanstieg aufweist, subtrahiert man die beiden Volumendatensätze und erhält einen Volumendatensatz, der nur aus den kontrastierten Gefäßen besteht. Die Probleme dieser Technik sind bei Organ- und Körperbewegungen offensichtlich und resultieren in oftmals schlecht auswertbaren Datensätzen durch die evidenten und nicht zu vermeidenden Bewegungsartefakte. Mit Hilfe von Registrierungsalgorithmen, die auf beide Volumina angewendet werden, lassen sich viele Bewegungsartefakte reduzieren, doch sind diese Methoden nur in einem eingeschränkten Bereich einsetzbar und werden deshalb meist nur für Kopf-Angiographien eingesetzt.

Eine weitere Methode ist die Analyse des kontrastierten Volumendatensatzes mit Hilfe von *bildbasierten Verarbeitungsmethoden* [42], die verschiedene Eigenschaften des Datensatzes extrahieren (z. B. Mittelwert, Standardabweichung, Konnektivität, uvm.). Diese Algorithmen vergleichen die extrahierten Eigenschaften mit einer vorher definierten Wissensdatenbank und liefern eine Zuordnungswahrscheinlichkeit zu bestimmten Materialien. Mit Hilfe verschiedener Clusteringverfahren wie z. B. neuronale Netze [32] und Support-Vector-Maschinen (SVM) erfolgt anschließend auf Basis von a priori Wissen eine Klassifikation von Knochen, Kontrastmittel und Körpergewebe. Diese Methoden funktionieren im Bereich der unteren Extremitäten ausserordentlich gut, doch treten häufig Probleme im Bereich des Kopfes aufgrund der feinen Gefäßstrukturen und den häufigen Verbindungen der Gefäße zu Knochen auf und schlagen deshalb im Kopfbereich oftmals fehl.

Eine neue Methode, die in dieser Arbeit im Zusammenhang mit Dual-Energy CT untersucht wurde, wird als *Dual-Energy Bone-Removal* bezeichnet. Diese Methode basiert auf der Auswertung zweier Volumendatensätze einer Dual-Energy Akquisition

mit Kontrastmittelgabe, die zeitgleich mit dem Abstand einer halben Rotationszeit gewonnen wurden. Aus dem Dual-Energy Scan resultieren zwei Volumendatensätze, die mit zwei verschiedenen Energien akquiriert wurden. Im Gegensatz zu den bisherigen Methoden der Dual-Energy Basismaterialzerlegung im Projektionsraum in Photo- und Comptoneffekt [6, 96] oder in zwei Referenzmaterialien [95, 16], erfolgt die Auswertung der Dual-Energy Daten ausschließlich im Bildbereich. Dadurch sind alle Vorverarbeitungsschritte zur Korrektur der Bilddaten bereits durchgeführt und erleichtern die Auswertung. Aufgrund der gleichzeitigen Akquisition sind Bewegungsartefakte vermeidbar und ein Nativscan ist bei dieser Methode nicht mehr nötig. Geringe Pulsationen der Arteriolen, Venolen und Kapillargefäßen beeinflussen die Auswertung nur unwesentlich und werden durch die Anwendung von Tiefpaßfiltern eliminiert. In den nachfolgenden Abschnitten soll nun das in dieser Arbeit verwendete Dual-Energy Bone-Removal untersucht und verbessert werden. Dabei wird zunächst auf das reduzierte Messfeld des zweiten Messsystems eingegangen. Danach folgt die Behandlung der 3-Material-Zerlegung im Bildbereich im Hinblick auf die Materialien Knochen Iod und Gewebe mit Hilfe des Look-Walk-Take Algorithmus [90]. Anschließend werden die Nachverarbeitungsschritte, die Segmentierungsfehler von Dual-Energy Bone-Removal reduzieren und die Segmentierungsergebnisse verbessern, besprochen.

### 3.2.1 Maske zur Abtrennung des inneren Messfeldes

Im in dieser Arbeit verwendeten Messsystem finden sich zwei Detektoren mit unterschiedlicher Messfeldgröße (siehe Abschnitt 2.1.1). Aus diesem Grund kann die Auswertung von Dual-Energy Daten basierend auf den rekonstruierten Schichtstapeln nicht voxelweise auf dem gesamten Bildraster durchgeführt werden. Die Auswertung erfolgt deshalb nur in dem Gebiet, in dem beide Messsysteme Daten liefern. Messwerte ausserhalb des Messfeldes werden in der Auswertung nicht betrachtet und in den Resultatbildern entweder durch Schwellwerte nachverarbeitet oder durch eine Messfeldmaske komplett abgespalten. Es bietet sich an, hierzu eine binäre Maske  $\mathcal{B}$  mit der gleichen Dimension der Originalschichten zu erzeugen, die beschreibt, ob ein Voxel  $p$  mit den Ortskoordinaten  $(x, y)$  eine Dual-Energy Information beinhaltet und sich im auswertbaren Bereich einer Schicht befindet (Gln. 3.1). Da der auswertbare Bereich für jede Schicht identisch ist, genügt es, nur eine Maske zu erstellen. Die Einführung einer binären Maske ist für spätere Verarbeitungsschritte insofern zweckmäßig, da optimierte Algorithmen eine schnellere Bearbeitung der Daten erlauben.

$$\mathcal{B} = \begin{cases} 1 & p_x^2 + p_y^2 < (r - \delta)^2 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.1)$$

$r$  gibt den Radius des Messfeldes an. Befindet sich ein Voxel  $p$  im auswertbaren Dual-Energy Bereich erfolgt ein positiver Eintrag. In der binären Maske wird anstelle eines willkürlichen positiven Wertes eine 1 eingefügt, da im späteren Verlauf die einfache Multiplikation eine Maskierung durchgeführt werden kann. Liegt das Voxel außerhalb des Dual-Energy Bereichs, ist eine 0 vorzufinden.

Im verwendeten Gerät beträgt die maximale Messfeldgröße des kleineren Systems 26 cm. Die Umrechnung der Voxeldaten auf metrische Werte erfolgt unter Benutzung der vom Messsystem und der Rekonstruktion gelieferten Umrechnungsfaktoren. Da in den Randbereichen oftmals CT-Wert Schwankungen auftreten wird der auszuwertende Radius oftmals um eine Sicherheitszone  $\delta$  reduziert (Abb. 3.4). Liegt das Rekonstruktionszentrum nicht im Isozentrum des Aufnahmesystems, muss die Maske um einen Offsetvektor entsprechend der Verschiebung des Rekonstruktionzentrums  $(cx, cy)$  verschoben werden. Die Auswertung kann dann nicht mehr in einer vollständigen Kreisscheibe erfolgen, sondern wird entsprechend der Verschiebung abgeschnitten.

### 3.2.2 Dual-Energy Bone-Removal

Dual-Energy Bone-Removal basiert auf der Auswertung der 3-Material-Zerlegung, wobei als Materialsystem Knochen, Iod und Gewebe gewählt wurde (vgl. Abschnitt 2.4.6). Betrachtet man die effektiven Ordnungszahlen von Iod und Knochen in Tabelle 1.1 so liegt die Vermutung nahe, dass sich beide Materialien im CT-Bild allein in einer Single-Energy-Akquisition voneinander trennen lassen können. Jedoch wird das iodhaltige Kontrastmittel im Blutkreislauf gemischt, weshalb die effektive Ordnungszahl von im Blut gelöstem Iod der von Knochen ähnelt (Abschnitt 2.4.7). Somit ist eine Trennung von Knochen und Iod nur durch aufwändige und langsame Bildverarbeitungsmethoden möglich, wobei viele Segmentierungsfehler auftreten können. Betrachtet man die Absorptionskoeffizienten von Iod und Knochen, so stellt man fest, dass der absolute Kontrast von Knochen schneller mit steigender Energie abnimmt als dies bei Iod der Fall ist [16]. Somit sollte sich bei zwei verschiedenen Energien eine stärkere Differenz für Iod als für Knochen ergeben, was die Trennung in Iod- und Knochenkompartimente ermöglicht. Tatsächlich ergibt sich für den Quotienten  $\mathcal{Q}$  von Knochen ein Wert von 1,5 und für Iod ein Wert von 2,0 (siehe Abschnitt 2.4.4). Auf den Algorithmus zur Erkennung und Klassifikation von Knochen und Iod soll hier aufgrund der Komplexität des Algorithmus nicht näher eingegangen werden (siehe hierzu Krauss [83, 90]); grundsätzliche Erläuterungen finden sich jedoch in Abschnitt 2.4.6.

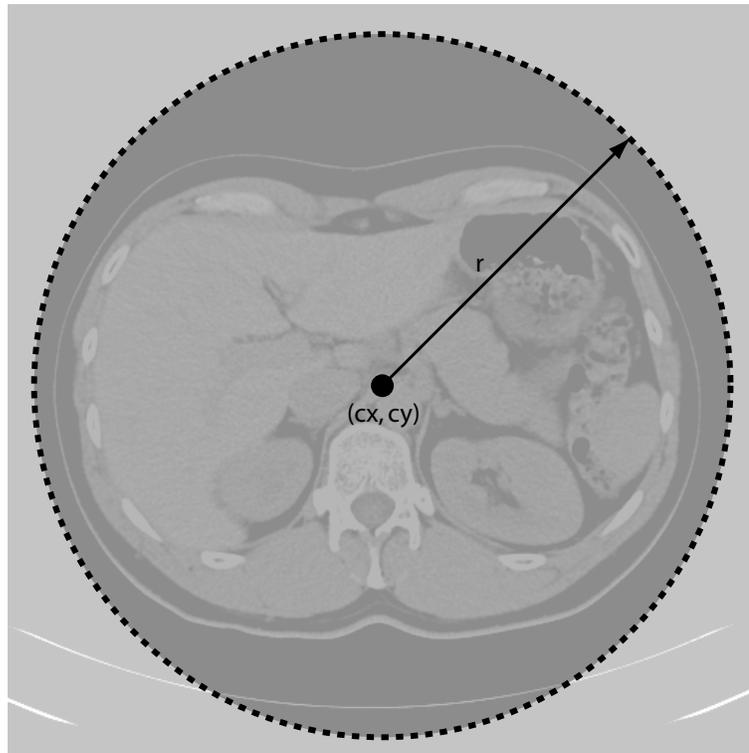


Abbildung 3.4: Binäre Maske zur Abtrennung des inneren Messfeldes. Positive Werte kennzeichnen ein Voxel, welches Dual-Energy Information beinhaltet. In der Darstellung beinhalten die Voxel Dual-Energy Information, die innerhalb des mit einem Kreis markierten Bereichs liegen. Voxelwerte ausserhalb sind grau schattiert dargestellt.

### Materialkarte

Die Klassifikation von Iod- bzw. Knochenbereichen beginnt mit der physikalischen Auswertung der Dual-Energy Messdaten. Hierzu wird ein Dual-Energy Datenpaar und dessen Umgebung in einer definierten Reichweite (Range) untersucht. Zur Auswertung wird das modifizierte Modell der 3-Material-Zerlegung verwendet (siehe Abschnitt 2.4.6), bei der angenommen wird, dass im Volumen der gemessenen Voxel ein Anteil mit sehr hoher Absorption vorkommt. Unter dieser Annahme kann davon ausgegangen werden, dass von diesem stark schwächenden Material nur ein geringer Volumenanteil vorhanden ist. Die resultierende Materialkarte  $MC$  soll dabei folgendermaßen definiert sein:

$$MC = \begin{cases} m_i < 0 \Rightarrow m_i \in \text{Knochen} \\ m_i = 0 \Rightarrow m_i \in \text{n.d.} \\ m_i > 0 \Rightarrow m_i \in \text{Iod} \end{cases} \quad (3.2)$$

wobei keine konstanten Werte des Materials angegeben werden und die Zugehörigkeit zu einem bestimmten Material nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit angegeben werden kann. Werte, die nahe bei Null liegen, sind demnach noch nicht eindeutig einem Material zuzuordnen, wurden aber aufgrund bestimmter zusätzlicher Parameter zu einem Material zugeordnet. Werte, die stark von Null abweichen und in Richtung positiver bzw. negativer Werte steigen, gehören mit hoher Wahrscheinlichkeit zu der Materialklasse (negative Werte entsprechen Knochen, positive Werte Iod).

### Homogenitätskriterien

Eine weitere Methode zur Verbesserung der Knochensegmentierung, basiert auf der Betrachtung der Homogenität von Körpermaterialien [41]. Sie zeigt, ähnlich zu der vorhergehenden Darstellung, dass eine Knochen-Iod-Segmentierung basierend auf der Auswertung reiner Dual-Energy Messwerte nicht eindeutig ist und eine absolute Differenz der beiden Messwerte keine zuverlässige Segmentierung erlaubt. Das Vorgehen dieser Methode ist die Auswertung der Dual-Energy Messwerte unter der Annahme, dass iodhaltige Gefäße auf einer kurzreichweitigen Skala aufgrund der Homogenität von Flüssigkeiten nur eine geringe Variation in Dichte sowie im Iodgehalt aufweisen. Im Gegensatz dazu kann die Knochendichte auf der angegebenen Skala stark variieren, wenn man die unterschiedlich vorkommenden Strukturen des Knochens (Knochen mit gelben oder rotem Knochenmark, Spongiosa mit trabekulärer Struktur) betrachtet. Große Variationen eines zu untersuchenden Volumens sind also ein Indiz dafür, dass keine Gefäßstruktur vorliegt und die Wahrscheinlichkeit

einer Knochenstruktur hoch ist. Diese Information kann zur Knochensegmentierung genutzt werden.

Mathematisch wird hierzu ein Voxelbereich (beispielsweise  $5 \times 5 \times 5$ ) gewählt und die Exzentrizität der Verteilung analog zum Trägheitsmoment der klassischen Mechanik ausgewertet. Hierzu wird zunächst der Voxelbereich separat für die niedrige und die hohe Energie ausgewählt und in vektorieller Form dargestellt (Gln. 3.4).  $\mathbf{p}_l$  bezeichnet dabei das Voxel und dessen Umgebung der niedrigen Energie,  $\mathbf{p}_h$  die der hohen Energie  $p_{l,h}$  bezeichnet die Elemente des Vektors der jeweiligen Energie. Elemente des Vektors, die sicher nicht Knochen bzw. Iod sind, werden mit Hilfe eines Schwellwertkriteriums segmentiert und auf Null gesetzt:

$$\mathbf{p}_l = (p_{l,1}, \dots, p_{l,125}) \quad (3.3)$$

$$\mathbf{p}_h = (p_{h,1}, \dots, p_{h,125}) \quad (3.4)$$

Analog zum Trägheitsmoment der klassischen Mechanik kann die Darstellung der Verteilung im  $l/h$ -Diagramm dazu genutzt werden, die Exzentrizität der Daten zu berechnen.  $\sigma_l$  und  $\sigma_h$  geben hier die Varianz der beiden Vektoren  $\mathbf{p}_l$  und  $\mathbf{p}_h$  an,  $cov(\mathbf{p}_l, \mathbf{p}_h)$  die Kovarianz der beiden Vektoren. Die Kovarianzmatrix  $\mathbf{M}$  lässt sich dann folgendermaßen darstellen (Gln. 3.5):

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \sigma_l^2 & cov(\sigma_l, \sigma_h) \\ cov(\sigma_l, \sigma_h) & \sigma_h^2 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

Durch Eigenwertzerlegung von Gleichung 3.5 lässt sich anhand der beiden resultierenden Eigenwerte  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  die Exzentrizität der Daten ermitteln. Der Segmentierungsparameter  $Seg$  aus Gleichung 3.6 gibt zahlenmäßig bei einem Wert von ungefähr 1 eine homogene Verteilung der Daten an, was einen Rückschluss auf Iod erlaubt. Weicht der Segmentierungsparameter stark von 1 ab, so lassen sich Rückschlüsse auf eine inhomogene Struktur ziehen und die Wahrscheinlichkeit, dass das untersuchte Voxel zu einer Knochenstruktur gehört, steigt. Zu beachten ist hierbei jedoch, dass die Dosis so gewählt ist, dass beide Energiebilder gleiches Bildrauschen aufweisen (siehe Abschnitt 2.2.3).

$$Seg = \frac{\min(\lambda_1, \lambda_2)}{\max(\lambda_1, \lambda_2)} \quad (3.6)$$

Im Fall einer homogenen Knochenstruktur (z. B. kortikaler Knochen) resultiert ein zu Iod vergleichbarer Segmentierungsparameter, weshalb das hier entwickelte

Kriterium für eine Segmentierung nicht ausreicht. Vielmehr liefert dieses Kriterium eine Hilfestellung an kritischen Situationen die sicher nicht Iod sind.

### 3.2.3 Entfernung spongiöser Knochenstrukturen

Da durch die ausschließlich physikalische Auswertung mit Hilfe der 3-Material-Zerlegung offensichtlich Probleme im Bereich des gelben und roten Knochenmarks, sowie an Knorpelstrukturen auftreten und aufgrund des eingeschränkten Detektors reines Dual-Energy Bone-Removal nur im inneren Messfeld möglich ist, wurde das Dual-Energy Bone-Removal um eine weitere algorithmische Komponente ergänzt. Dieser Algorithmus wird im Folgenden als „Marrow-Removal-Algorithmus“ bezeichnet, doch soll darauf hingewiesen werden, dass nicht nur Knochenmark, sondern auch spongiöse Knochenstrukturen entfernt werden.

Diese Komponente arbeitet auf der generierten Materialkarte und ergänzt diese im Aussenbereich mit dem berechneten Mittelwertbild, indem Elemente deren jeweiliger CT-Wert über einer definierten Schwelle liegen (ca. 130 HU ), hinzugefügt werden. Nachteilig hierbei ist, dass auch die Karbonfasern der Patientenliege über diesem Schwellwert liegen und bei der Auswertung durch den Algorithmus die dabei gefundenen Voxelwerte als Knochen gesehen werden. Dies ist aber nur insofern ein Problem, dass der Algorithmus an der Liegenposition Rechenzeit benötigt um die Liege zu erfassen. Im Resultat wirkt sich dieses Defizit positiv aus, da die Liege mit diesem Ansatz zusätzlich entfernt werden kann. Im Folgenden sei nun der Ablauf des Algorithmus als Blockdiagramm dargestellt (Abb. 3.5). In den danach folgenden Abschnitten werden die einzelnen Arbeitsschritte detailliert erläutert.

#### Ergänzung des äußeren Messfeldes

Wie bereits erwähnt, arbeitet das Dual-Energy Bone-Removal aufgrund der genannten technischen Einschränkungen nur im Bereich des inneren Messfeldes. Die Bereiche, bei denen relevante zu entfernende Strukturen aus dem Messfeld ragen, können mit dem Dual-Energy Bone-Removal Algorithmus nicht entfernt werden und bleiben als störende Artefakte in der Schicht- bzw. 3D-Ansicht bestehen (Abb. 3.6). Diese, aus dem Messfeld ragenden Objekte, sind oftmals im Bereich der unteren Extremitäten, die beiden Beckenschaufeln (*Os coxae*), sowie der Femurkopf. Im Bereich der oberen Extremitäten sind dies häufig die Schultern und die Rippen (*Costae*).

Aus diesem Grund wird die berechnete Dual-Energy Materialkarte  $\mathcal{MC}$  im äußeren Messfeld um das gewichtete Mittelwertbild  $\mathcal{A}$  ergänzt und mit einem Schwellwert  $T$  versehen, der nur noch potentielle Knochenbereiche im Bild markiert. Der durch

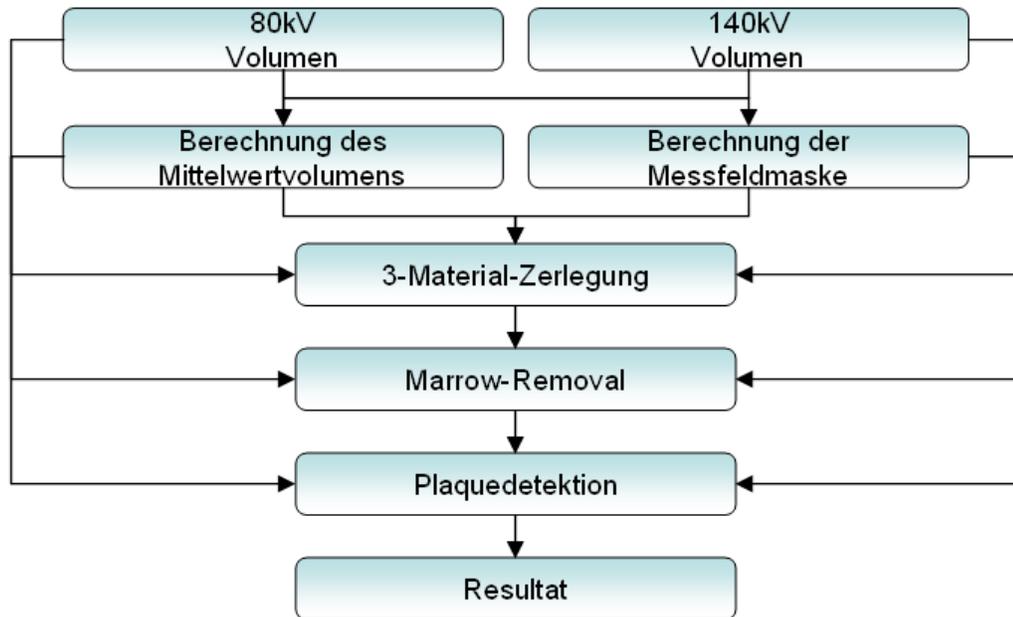


Abbildung 3.5: Blockdiagramm des Bone-Removal Algorithmus. Zunächst wird für beide DE-Volumen des gewichtet Mittelwertbild sowie die Messfeldmaske erstellt. Danach erfolgt die Abarbeitung der 3-Material-Zerlegung der Daten. Anschließend werden durch den Plaquedetektions-Algorithmus kleine Knochenstücke erkannt und aufgrund von Größenschwellen entweder entfernt oder als Plaque klassifiziert. Nach diesem Schritt erfolgt die Entfernung spongiöser Knochenstrukturen, um Knochenbereiche zu schließen.

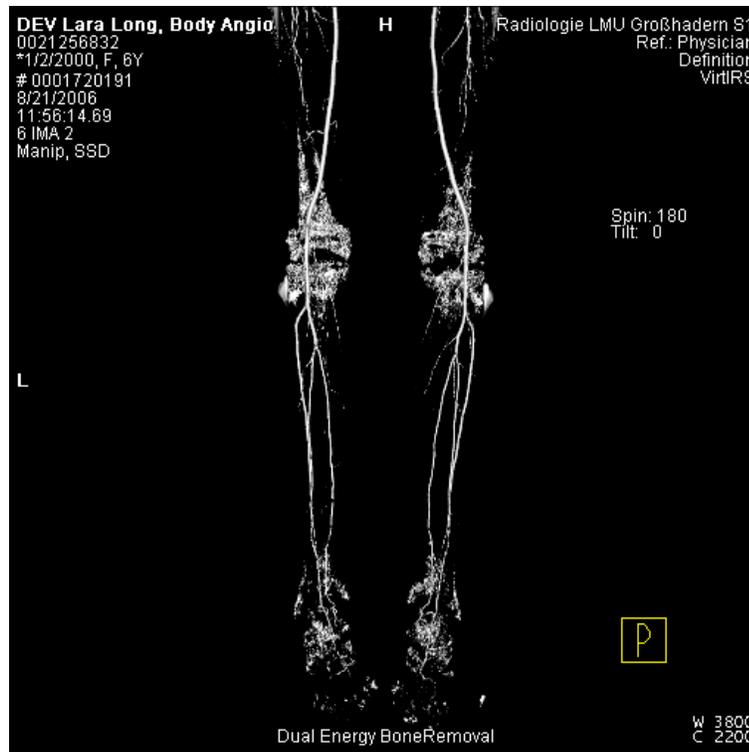


Abbildung 3.6: Artefakte, die bei ausschließlicher Verwendung des Dual-Energy Bone-Removals auftreten. Man sieht, dass Knie und Kniescheiben oftmals nicht korrekt entfernt werden konnten.

den Schwellwert als Knochen identifizierte Bereich wird dann mit einer binären Maske (analog zur binären Messfeldmaske, siehe Abschnitt 3.2.1), die in ihrer Dimension den Abmessungen der Originaldaten entspricht, auf den Wert 1 gesetzt. Voxel, die unterhalb dieses Schwellwertes liegen werden auf 0 gesetzt. Das mit einem Schwellwert belegte Mittelwertbild  $\mathcal{A}_T$  ist dann folgendermaßen definiert (Gln. 3.7):

$$\mathcal{A}_T = \begin{cases} 1 & a_i > T \\ 0 & a_i < T \end{cases} \quad (3.7)$$

$a_i$  bezeichnet ein gemessenes Voxel des Mittelwertbildes  $\mathcal{A}$  an der Stelle  $i^3$ . Der Schwellwert  $T$ , sowie  $a_i$  werden in Hounsfield-Einheiten angegeben. Als Schwellwert hat sich empirisch ein Wert von 100 HU - 130 HU als geeignet gezeigt, da mit diesem Schwellwert auch Knorpelgewebe erfasst werden kann. Besonders im Bereich der Rippenknorpel, an den Stellen, wo die Knorpelverbindungen der Rippen mit dem Brustbein (Sternum) verbunden sind, ist es mit diesem Schwellwert auch möglich, diese Bereiche zu entfernen. Weiterhin ist dieser Schwellwert geeignet, um Knorpelgewebe im Kniebereich, an den Gelenkflächen sowie die Kniescheibe (Patella) zu erfassen. Das ergänzte Binärbild  $\mathcal{C}$  läßt sich dann folgendermaßen ausdrücken.

$$\mathcal{C} = (\mathcal{A}_T \otimes \neg\mathcal{B}) \oplus \mathcal{M} \quad (3.8)$$

Zunächst wird das binarisierte, mit einem Schwellwert versehene Mittelwertbild  $\mathcal{A}_T$  mit der inversen binären Messfeldmaske  $\mathcal{B}$  multipliziert. Dies ist nötig, da  $\mathcal{B}$  aufgrund der Definition nur im inneren Messfeld, positive Werte aufweist, in diesem Fall aber genau der Aussenbereich verwendet werden soll. Anschließend wird die binäre Materialkarte hinzuaddiert. Da sich inneres und äußeres Messfeld durch durch Multiplikation mit  $\mathcal{B}$  gegenseitig ausschließen, ist diese Operation gültig. Das resultierende ergänzte Mittelwertbild ist nun ein vollständig binarisiertes Bild, da auch die Werte der Materialkarte  $\mathcal{M}$  binarisiert wurden.

### Extraktion von Elementen in 2D

In den nachfolgenden Arbeitsschritten sollen alle geschlossenen Objekte auf dem ergänzten Mittelwertbild erfasst und segmentiert werden. Als Basis dieser Segmentierung wurde der Chain-Code-Algorithmus [38] verwendet, der es erlaubt isoliert in

<sup>3</sup>Natürlich kann auf die Position des Voxels indiziert durch die Koordinaten  $x, y$  zugegriffen werden, jedoch ist eine lineare Indizierung  $i$  bei der Umsetzung des Algorithmus in einer Programmiersprache durch Zeigerarithmetik schneller. Da man sich einer Schicht nur in einem 2-dimensionalen Koordinatensystem bewegt, kann man sich aus der Breite  $B$  und Höhe  $H$  des Bildes die x- und y-Koordinaten des Voxels leicht berechnen.

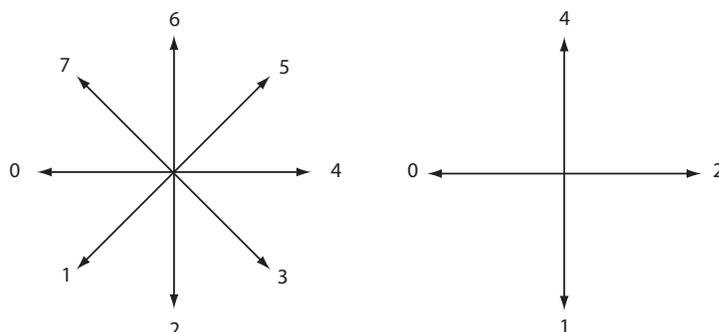


Abbildung 3.7: Anordnung des Chain-Code bei 8er-Nachbarschaft (links) und bei 4er-Nachbarschaft (rechts).

der Schicht liegende Objekte zu segmentieren und jedes segmentierte Objekt durch eine Jordan-Kurve zu beschreiben<sup>4</sup>. Mit Hilfe dieser Beschreibung können zusammenhängende Objekte effizient komprimiert werden, indem nur ihre Randbeschreibung gespeichert werden muss, ohne die Fläche des Objekts zu berücksichtigen. Die Gesamtheit der Menge aller Objekte einer Schicht  $\mathcal{S}_n$  soll im folgenden mit  $\mathcal{O}_n$  bezeichnet werden (Gln. 3.9), wobei  $\mathcal{O}_n \in \mathcal{S}_n$ . Der Index  $n$  gibt die Position bzw. Nummer der Schicht an. Ein einzelnes Objekt einer Schicht wird mit  $o_{i,n}$  bezeichnet.  $i$  bezeichnet den Index eines einzelnen Objekts:

$$\mathcal{O}_n = \bigcup_{x \in \mathcal{S}_n} o_{x,n} \quad (3.9)$$

Als Nachbarschaftsrelation wurde die 8er Nachbarschaft gewählt [60], da auch diagonal angrenzende Voxel als Teil der Kontur klassifiziert werden sollen (Abb. 3.7). Zudem kann dieser Algorithmus durch geeignete Optimierungsmethoden stark beschleunigt werden. Andere Ansätze, wie z. B. der Crack-Code, der von Kovalevsky [81] beschrieben wurde, wurden in dieser Betrachtung nicht verwendet, da dieser per Definition keine Diagonalelemente zulässt.

Mit Hilfe des Chain-Code-Algorithmus (CCA) lassen sich die Konturen eines Objektes im oder gegen den Uhrzeigersinn verfolgen und das umrandete Gebiet in

<sup>4</sup>Einen ähnlichen Ansatz verfolgt der Marching-Squares-Algorithmus.

effizienter Weise kodieren, da für Gebiete mit Knochenstrukturen nur jeweils die Umrandung gespeichert werden muss (Abb. 3.8). In dieser Arbeit läuft der Algorithmus im mathematisch positiven Sinne, also im Gegenuhrzeigersinn. Der genaue Ablauf soll an dieser Stelle nicht beschrieben werden, hierzu sei auf die Arbeit von Freeman verwiesen [38]. Der Algorithmus arbeitet zunächst separat für jede einzelne Schicht, unabhängig von anderen angrenzenden Schichten, eine Verknüpfung zu anderen Schichten erfolgt später (Abschnitt 3.2.3). Er arbeitet nach dem Scan-Line-Verfahren, indem beginnend beim linken oberen Voxel schrittweise jedes Voxel zeilenweise bis zum rechten unteren Rand verarbeitet wird. Anstelle der originalen Dual-Energy Schichten, wird in diesem Ansatz das im vorherigen Abschnitt berechnete und ergänzte Binärbild  $\mathcal{C}$  verwendet (Gln. 3.8).

Zum Füllen des Gebietes wurde zunächst die in der Microsoft Windows API vorhandene Funktionsbibliothek zur Beschreibung von Regionen benutzt. Dabei stellte sich heraus, dass der intern verwendete Bresenham-Algorithmus zur Übertragung von Polygonkanten auf das diskrete Voxelraster Probleme mit spitzen Polygonkanten hatte und beim Füllen aus nicht ersichtlichen Gründen Lücken entstanden. Aus diesem Grund wurde zunächst ein eigener Algorithmus zum Füllen von Polygonzügen entwickelt, der sich an gängigen Füllalgorithmen [40] orientiert.

### Verknüpfen von Korrespondenzen

Als weiterer Schritt werden Korrespondenzen der vom CCA extrahierten Objekte  $\mathcal{O}_n$  der jeweiligen Schicht  $n$  mit den Objekten der vorhergehenden Schicht  $n - 1$  verglichen und Überschneidung markiert. Dieser Schritt kann entweder parallel, während der Abarbeitung des CCA-Algorithmus erfolgen, oder nachdem alle Schichten bearbeitet und alle Objekte extrahiert wurden. Jedoch ist die zuerst erwähnte Methode aufgrund des geringen Speicherbedarfs zu bevorzugen. Zunächst werden hierzu die Überschneidungen eines Objektes  $o_{x,n}$  der Schicht  $n$  mit einem Objekt  $o_{y,n-1}$  der vorhergehenden Schicht  $n - 1$  gesucht und ein gegenseitiger Verweis wird in einer Zuordnungsliste  $\mathcal{S}_n$  gespeichert (Gln. 3.10). Die Elemente  $s_{x,n}$  der Zuordnungsliste  $\mathcal{S}_n$  beinhalten hierbei immer einen Verweis zur unmittelbar darüber- bzw. darunterliegenden Schicht

$$\mathcal{S}_n = \mathcal{O}_n \cap \mathcal{O}_{n+1} \quad n = 1 \dots N - 1 \quad (3.10)$$

Zur kompletten Verknüpfung von Objektüberschneidungen aller  $N$  Schichten müssen nur  $N - 1$  Schichten untersucht werden, da sich die Korrespondenzen in der letzten Schicht durch die gegenseitige Verbindung der einzelnen Schnittelemente

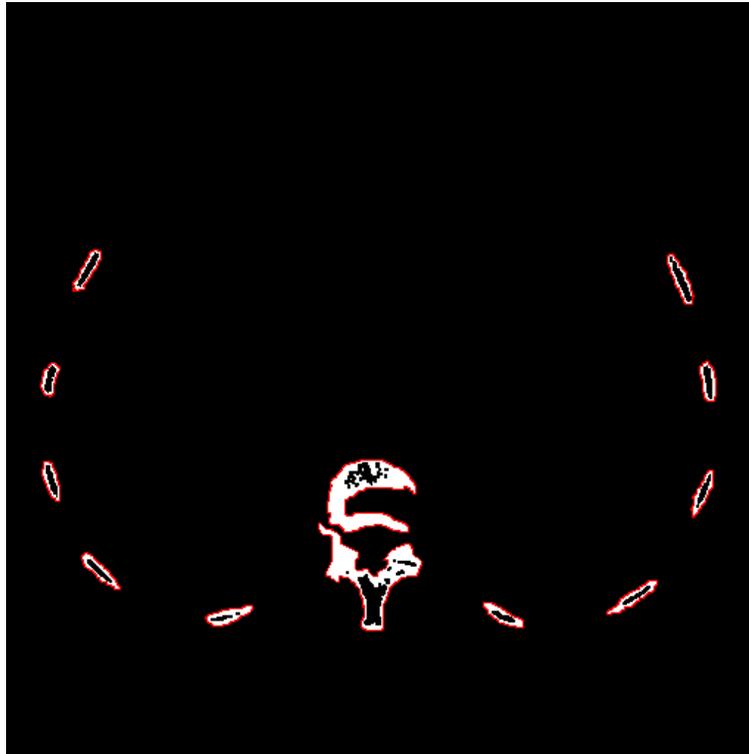


Abbildung 3.8: Knochenbereiche werden mit Hilfe des Chain-Code-Algorithmus umrandet und die resultierende Kurvenbeschreibung gespeichert. Die aus der Kurvenbeschreibung entstehenden geschlossenen Gebiete können nun leicht als Knochenmaske verwendet werden. Dennoch reicht die Segmentierung von Knochenbereichen auf einer einzelnen Schicht nicht aus.

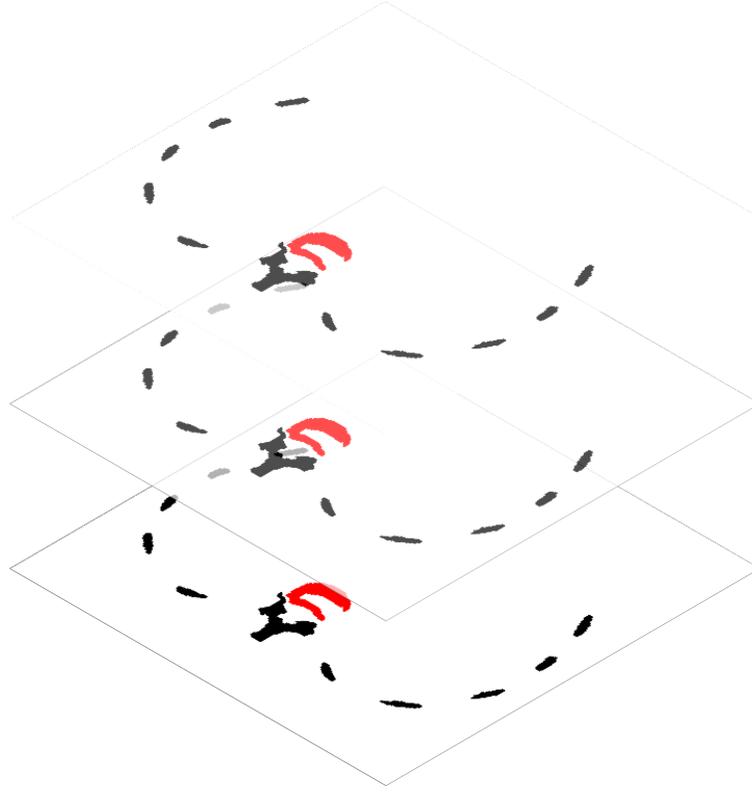


Abbildung 3.9: Verknüpfung zusammengehöriger Knochenelemente. Die einzelnen in einer Schicht gefundenen Knochenelemente werden in einem Erkennungsschritt miteinander gegenseitig verknüpft, um später ein Volumenobjekt beschreiben zu können.

automatisch aus der vorletzten Schicht ergibt. Durch die Verknüpfung von sich überschneidenden Objekten können nun komplexe Volumenobjekte aufgebaut werden, die im nachfolgenden Schritt (Abschnitt 3.2.3) zur Entfernung von Knochenmark und Knorpelstrukturen genutzt werden können. Ein einzelnes Volumenobjekt, welches sich aus den eben gewonnen Verknüpfungen der einzelnen Objekte einer Schicht erzeugen lässt, soll hier mit  $\mathcal{V}_i$  bezeichnet werden. Die Abhängigkeit der Schicht ist hierbei nun nicht mehr relevant. Die Gesamtheit aller Volumenobjekt wird wiederum mit  $\mathcal{V}$  bezeichnet (Gln. 3.11).

$$\mathcal{V}_i = \bigcup_{s_{x,n} \rightarrow s_{y,n+1}} \forall x, y, n \quad (3.11)$$

In Abbildung 3.9 ist beispielhaft die Verknüpfung der Korrespondenzen innerhalb der verschiedenen Schichten erkennbar.

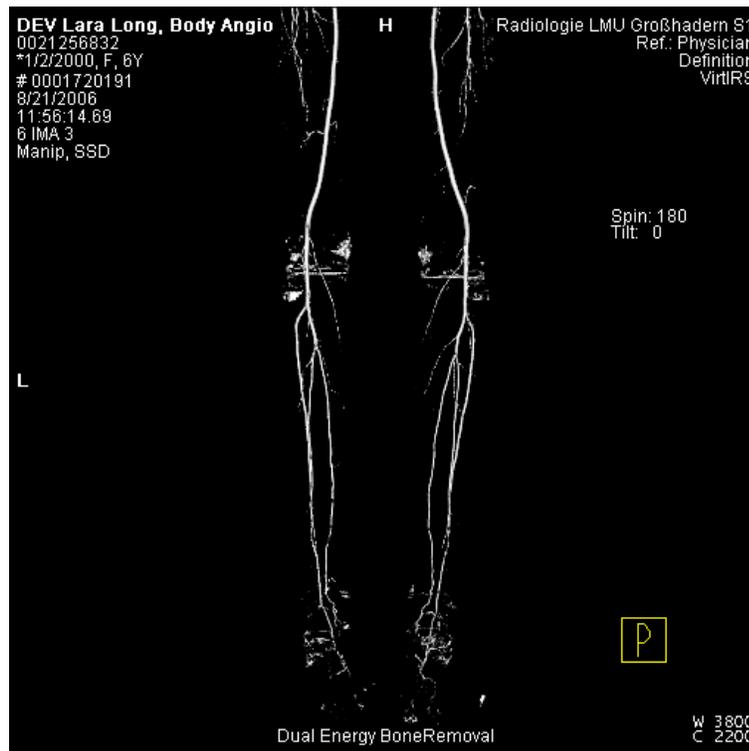


Abbildung 3.10: Entfernung spongiöser Knochenstrukturen: Die mit dem Chain-Code-Algorithmus gefundenen und miteinander verknüpften Regionen wurden zur Erzeugung einer Knochenmaske verwendet und mit dem Angiographiedatensatz maskiert. Das Ergebnis zeigt dabei adäquat segmentierte Kniebereiche und entfernte Beckenbereiche.

### Erzeugen der Knochenmaske

Sobald alle Korrespondenzen der Volumenobjekte hergestellt wurden und kleine Objekte, die sich durch einen geringen Volumenanteil (hier:  $20 \text{ mm}^3$ ) auszeichnen, entfernt wurden, wird ein Volumendatensatz des gefundenen Knochenmaterials erzeugt. Das Auslassen kleiner Knochenteile könnte auch implizit als Plaqueerkennung benutzt werden, doch zeigen sich andere Algorithmen als effektiver (Abschnitt 3.2.4). Dazu werden alle Volumenobjekte als binäre Maske in ein binarisiertes Bildvolumen an den entsprechenden Matrixpositionen des Bildstapels eingetragen.

### 3.2.4 Plaque-Segmentierung

Da der Dual-Energy Bone-Removal Algorithmus ausschließlich auf der physikalischen Auswertung der Bilddaten beruht und für die Klassifikation von Knochen bzw. Iodbereichen keine morphologischen Kriterien verwendet, werden auch kalzifizierte Plaques bei der Durchführung des Bone-Removal-Algorithmus entfernt und in einer 3D-Darstellung des Volumendatensatzes nicht dargestellt. Dies erschwert die Auswertung von Stenosen und Aneurysmen, da Stenosegrad und Plaquegröße nicht mehr eindeutig vermessen werden können. Aus diesem Grund ist es wünschenswert selektiv während der Diagnosestellung des Datensatzes die entfernten Plaques an- und abschaltbar zu machen. Der in diesem Abschnitt vorgestellte Algorithmus soll anhand der Auswertung von Dual-Energy Datensätzen in Verbindung mit Dual-Energy Bone-Removal Plaquestrukturen erkennen und für die weitere Nachverarbeitung so markieren, dass durch Änderungen in der Darstellung Plaques wahlweise ein- und ausgeblendet werden können. Anzumerken ist hierbei, dass bei der Auswertung der Dual-Energy Plaqueerkennung nur kalzifizierte Plaques aufgrund der Limitierungen der 3-Material-Zerlegung identifiziert werden können. Fibröse Plaques können durch die Auswertung mit Dual-Energy nicht erkannt werden.

Der vorgestellte Algorithmus basiert auf dem sog. Region-Labeling-Algorithmus [13], der im Grunde genommen einem Region-Growing [43] mit harter Stopfunktion<sup>5</sup> entspricht. Der Algorithmus ist eine Erweiterung des bekannten 2D-Region-Labelings, welches zusammenhängende Regionen  $R$  in einem Binärbild zu markieren versucht und diese Regionen als einzelnes Objekt mit einem sog. Label belegt. Der hier vorgestellte Algorithmus nutzt 3-dimensionale Zusammenhänge der in der Materialkarte gefundenen Knochenbereiche aus und markiert diese analog zu den Labels eines 2D-Region-Labelings. Anhand von Größe, Form und lokalen Nachbarschaften zu anderen Regionen kann dann entschieden werden, mit welcher Wahrscheinlichkeit eine markierte Region als Plaque klassifiziert werden kann. Dieses Verfahren funktioniert in den bisherigen Datensätzen mit ca. 1500 Schichten äußerst robust, wobei die Verarbeitungszeit für die genannte Anzahl an Schichten ca. 15s in Anspruch nimmt.

Im Folgenden soll nun zunächst das 2D-Region-Labeling beschrieben werden. Im Anschluß daran erfolgt die Erweiterung auf das 3-dimensionale Verfahren. Es sei darauf hingewiesen, dass die in dieser Arbeit untersuchte Plaque-Segmentierung nach dem Marrow-Removal-Algorithmus durchgeführt wird. Dies ist insofern sinnvoll, da

---

<sup>5</sup>Die Stopfunktion ist im Fall eines binären Bildes das Auftreten eines schwarzen Hintergrundvoxels.



Abbildung 3.11: Musterfunktionen des 2D-Regionen-Labelings. Anhand dieser Masken erfolgt das Labelling bzw. die Zuordnung der Voxel zu einem sog. Voxelblob.

die Plaque-Segmentierung unter Umständen Bereiche entfernt, die dem Marrow-Removal zuträglich gewesen wären. Dadurch würde sich das Marrow-Removal-Resultat verschlechtern. Das Vorschalten der Plaqueerkennung könnte jedoch den Marrow-Removal-Algorithmus in der Hinsicht beschleunigen, dass Bereiche, die möglicherweise keine Verbindung zu Knochen oder spongiöser Struktur haben, a priori abgetrennt und während des Marrow-Removals nicht mehr betrachtet werden müssen.

### 2D-Region-Labeling

2-dimensionales Region-Labeling [13, 43] arbeitet analog zum Marrow-Removal mit dem sog. Scan-Line-Verfahren und benutzt dabei wiederum das ergänzte Binärbild  $\mathcal{C}$ . D.h. dass eine Auswertung in der Bildmatrix am linken oberen Bildrand startet und von oben nach unten, von links nach rechts Zeile für Zeile läuft und jedes Voxel und dessen Nachbarschaften betrachtet werden müssen. Das verwendete Region-Labeling basiert dabei auf der Auswertung sog. Musterfunktionen (Abb. 3.11), indem Musterfunktionen für jedes Voxel und dessen Nachbarschaft separat untersucht werden.

Basierend auf der Auswertung der Musterfunktionen wird einem Voxel ein entsprechende Label zugewiesen, sobald dieses Label zu einer vorher gefunden Ansammlung zusammenhängender Voxel (Blob) gehört. Der Ablauf des Algorithmus findet sich in Bovik [13] und soll aufgrund der Einfachheit des Verfahrens hier nicht näher beschrieben werden.

### 3D-Region-Labeling

Analog zum 2D-Region-Labeling bedient sich das in dieser Arbeit entwickelte 3D-Region-Labeling der oben erwähnten Musterfunktionen (Abschnitt 3.2.4). Die bekannten Musterfunktionen werden zum Labelling von Objekten in z-Richtung

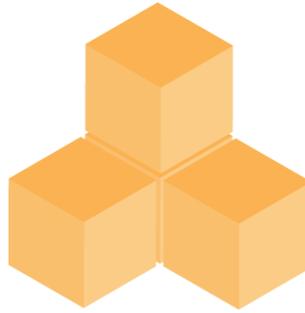


Abbildung 3.12: Die bereits aus dem 2D-Region-Labeling bekannten Musterfunktionen werden um eine Raumkomponente in z-Richtung ergänzt. Diese Ergänzung führt automatisch dazu, dass Elemente eines zusammengehörigen Voxelvebunds in z-Richtung erfasst werden.

ergänzt (Abb. 3.12).

Das Verfahren verwendet dabei ausschließlich 6er-Nachbarschaften, da Voxel, die nur an den Ecken aneinanderstossen nicht als zusammenhängend erkannt werden sollen. Als zusammenhängend werden hier nur Voxel definiert, die entweder über eine Kante oder eine Fläche miteinander verbunden sind (Abb. 3.13).

### Kriterien zur Klassifikation von Plaques

Die Segmentierung von Plaques mit Hilfe des 3D-Region-Labelings erfolgt durch die Verknüpfung zusammenhängender Voxel nach den Kriterien aus Abschnitt 3.2.4. Anhand dieser Kriterien lassen sich aus dem ergänzten Binärvolumen  $\mathcal{C}$  zusammenhängende Knochenstrukturen markieren, jedoch erfolgt hierbei keine Unterscheidung zwischen Knochen und kalzifiziertem Plaque. In den folgenden Untersuchungen wurden Kriterien evaluiert, die es erlauben, markierte Strukturen sicher in die beiden Bereiche Knochen und Plaque zu trennen [1]. Zur Unterscheidung von Plaque und Knochen wurden folgende Kriterien als sinnvoll erachtet:

- Volumen
- Oberfläche
- Kompaktheit
- Anzahl der angrenzenden Iodvoxel

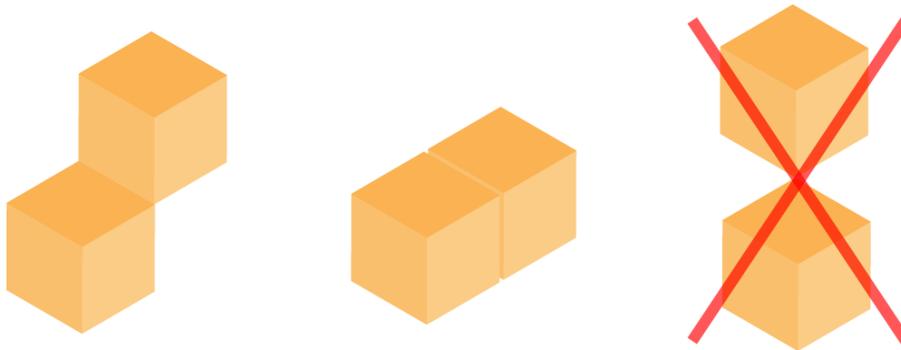


Abbildung 3.13: Zulässige Nachbarschaftsrelation beim 3D-Region-Labeling. Nachbarschaften, die über Kanten oder Flächen bestehen, sind zulässig und verbinden Voxel miteinander. Nachbarschaften, die nur über eine Ecke verbunden sind, sind bei der Auswertung von 6er-Nachbarschaften nicht zulässig und stellen keine Voxelverbindung dar.

Als geeignete Kriterien zur Erkennung von Plaques wurden verschiedene Parameter analysiert und für die Auswertung verwendet. Die Parameter wurden sukzessive auf die gelabelten 3-D Regionen angewendet und die jeweiligen Resultate ausgewertet. Es zeigt sich, dass der signifikanteste Parameter die Größe der Plaque ist. Für einen großen Prozentsatz genügt es offenbar für eine adäquate Vorsegmentierung die Größenschwelle zur Detektion von Plaques auf einen definierten Wert zu setzen, der sich aus der Voxelgröße der Bildmatrix ableiten lässt (in dieser Arbeit wurde ein maximales Volumen von  $5 \text{ cm}^3$  gewählt). Langreichweitige Plaques in den Beinarterien, sowie extrem große Verkalkungen in der Bifurkation und der Aorta überschritten jedoch diese Schwelle.

Das Kriterium zur Auswertung von angrenzendem Iod (in Abb. 3.14 grün dargestellt) an markierten Strukturen (gelb) wurde in den Auswertungen als nicht brauchbar angesehen, da dieses nur bei Gefäßen funktionierte, wo zum Einen keine Partialvolumen- und Strahlaufhärtungsartefakte auftraten und zum Anderen die Plaques Gefäße nicht komplett okkludierten (Abb. 3.14 erstes und zweites Bild von links). Bei Plaques, die durch Artefakte oder andere Effekte in der Materialauswertung nicht an Iod angrenzen, versagte das Plaque-an-Iod Kriterium (Abb. 3.14 erstes und zweites Bild von rechts), da langreichweitige Plaques in langen Gefäßen als oft langer Strang isolierter Plaquepartikel sichtbar ist und hierbei auch keine zusammenhängende Segmentierung erreicht werden konnte.

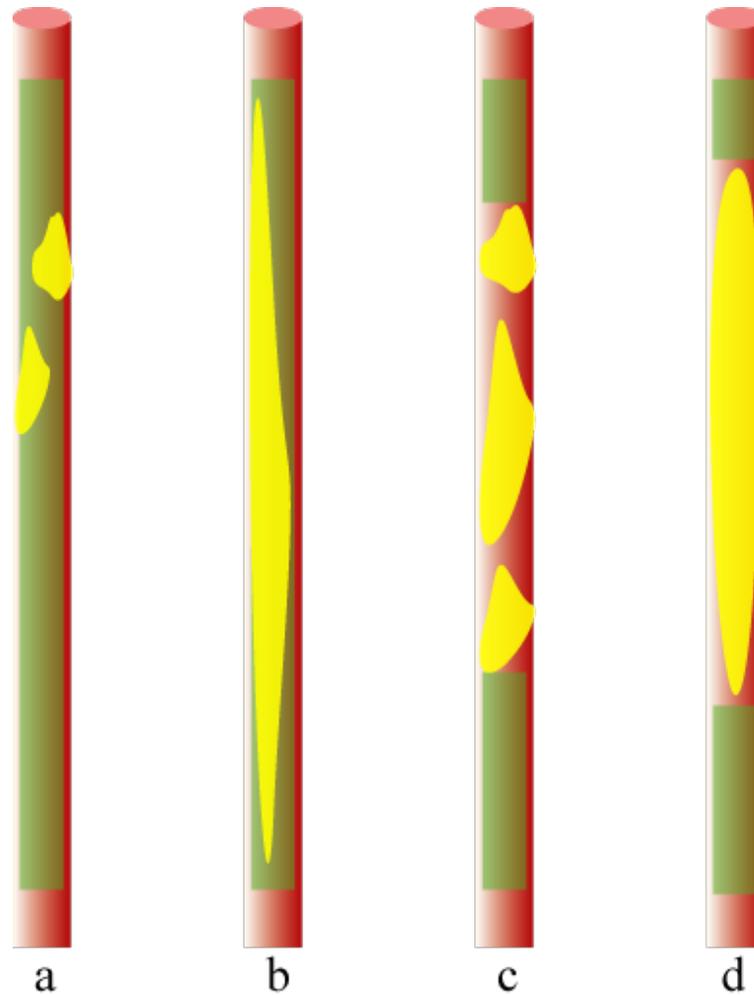


Abbildung 3.14: Bild (a) und (b): Der Kontrastmittelbolus (grün) kann, unabhängig von der Größe des Plaques, ungehindert das Gefäß passieren und umspült dabei die Plaques. Es finden sich Bereiche, bei denen Iod an Plaque grenzt. Bild (c) und (d): Die Plaques sind zu groß und okkludieren ein Gefäß so massiv, dass der Kontrastmittelbolus nicht mehr ungehindert das Gefäß passieren kann. Die Plaques werden teilweise von Iod umspült, wobei Plaques außerhalb der Stoßstellen des Kontrastmittelbolus nicht an Iod angrenzen können (Bild d).

### 3.2.5 Zusammenfassung der Ergebnisse

Dual-Energy Bone-Removal stellt ein mächtiges Werkzeug zur automatischen Entfernung kalziumhaltiger Strukturen dar. Die reine Auswertung durch physikalische Betrachtung der unterschiedlichen Schwächungen bei verschiedenen Dual-Energy Spektren ist jedoch aufgrund der Überlappung beider Spektren nur begrenzt möglich. Vielfach werden bei einer reinen DE-Auswertung knorpelhaltige Strukturen als Iod gesehen und bleiben im Gefäßbild erhalten, wobei die knorpeligen Strukturen oftmals an den Stellen erhalten bleiben, an denen ohnehin eine schlechte Sicht auf die Gefäße gegeben ist.

Aus diesem Grund wurden zusätzliche Algorithmen entwickelt und untersucht, die die offensichtlichen Grenzen der 3-Material-Zerlegung beseitigen sollen. Ein Problem hierbei sind, wie eben erwähnt wurde, die falsch detektierten Knorpelstrukturen, sowie spongiöse Bereiche, die aufgrund ihrer chemischen Zusammensetzung nicht entfernt werden können. Mit Hilfe des Chain-Code-Algorithmus konnten diese Probleme beseitigt werden und die übriggebliebenen Knochenstrukturen entfernt werden.

Ein weiteres Problem war, dass durch die 3-Material-Zerlegung jeglicher Anteil an kalzifizierten Strukturen entfernt wurde. Dies ist insbesondere zur Erkennung von Stenosen aufgrund der Anlagerung kalzifizierter Plaques problematisch, da im Gefäßbild ohne Knochen nicht mehr ersichtlich ist, welcher Umstand zu einer Stenose führte. Die Entwicklung eines Algorithmus zur Plaqueerkennung lieferte eine Möglichkeit, kalzifizierte Plaquestrukturen zu erkennen und selektiv während der Betrachtung ein- und auszublenden.

Die Entwicklung des Marrow-Removals- sowie des Plaque-Segmentierungs-Algorithmus lieferten eine enorme Verbesserung hinsichtlich der Qualität der Ergebnisse. Dennoch stehen weitere Parameter und Methoden zur Verfügung (z. B. eine Texturanalyse [4]), um die Ergebnisse weiter zu verbessern und die Verarbeitungsgeschwindigkeit zu reduzieren.

## 3.3 Messungen von Silikaten

Silikose ist eine unheilbare Erkrankung, die durch Inhalation und Ablagerungen von Mineralstaub ausgelöst wird. Sie gehört zur Hauptgruppe der Pneumokoniosen (Staublungen) zu der auch die Asbestose (Einatmung von Asbeststaub) gehört

[14, 74, 156]. Insbesondere quarzhaltige Mineralien vergrößern das Risiko an einer Silikose zu erkranken. Durch die Ablagerung von Silikatstaub entstehen knotenartige Neoplasmen des Bindegewebes, die zu einer Narbenbildung in der Lunge führen und durch die bindegewebsbildende und bindegewebslösende Wirkung der freien kristallinen Kieselsäure ( $\text{SiO}_2$ ) ausgelöst werden. Diese Vernarbungen wiederum führen zu Atemnot, Reizhusten und vermehrter Schleimbildung mit zähem Auswurf. Die letzte Stufe der Silikose ist der Erstickungstod. Voraussetzung zur Entstehung einer Silikose ist eine langzeitliche Einwirkung in einer entsprechenden Konzentration des eingelagerten Staubs. Der Zeitraum zwischen Staubeinwirkung und Auftreten einer Silikose beträgt ca. 20 Jahre, wobei Arbeitsplätze mit einer hohen Staubkonzentration jedoch zu einem weitaus früheren Auftreten der Silikose führen können (Früh-Silikose).

Eine gefährliche Komplikation der Silikose ist die aktive Lungentuberkulose, die sog. Silikotuberkulose. Etwa ein Zehntel der angezeigten Silikose-Fälle erkrankten auch an Tuberkulose. Beide Erkrankungen beeinflussen sich gegenseitig ungünstig. Silikose und Silikotuberkulose können zudem unter bestimmten Voraussetzungen zu Bronchialkarzinomen führen [51]. Obwohl die Silikose und die Silikotuberkulose in den letzten Jahren erheblich zurückgegangen sind, wurden 1987 weltweit noch insgesamt 2.997 Fälle angezeigt (vgl. 1955: 23.000 angezeigte Fälle) und standen mit 18 % an zweiter Stelle der erstmals entschädigten Bezeichnung für Erkrankungen, die als Folge einer beruflichen Tätigkeit entstehen und häufiger als bei der Allgemeinbevölkerung auftreten.

Silikose ist eine typische Berufskrankheit von Minenarbeitern, besonders bei sog. Hauern, aber auch bei Arbeitern, die in Mühlen, in der Landwirtschaft oder in der Bauindustrie einem erhöhten Aufkommen an Staub in ihrer Arbeitsumgebung ausgesetzt sind [144, 52]. Silikose ist ein großes Problem für die Arbeiter in chinesischen Edelsteinschleifereien, die bereits nach wenigen Jahren daran erkranken, da keine Schutzmaßnahmen für das Personal existieren.

In dieser Arbeit soll eine bestimmte Silikatgruppe mit dem Trivialnamen Glimmer untersucht werden, die in der Kosmetikindustrie als Trübungsmittel eingesetzt wird. Die Rohform des Glimmers, der Glimmerschiefer, wird dabei in Mühlen zu besonders feinkörnigem Pulver gemahlen, deren Feinkörnigkeit in der Umgebungsluft als Staub bis in die Alveolen der Lunge vorzudringen vermag (mittlerer Durchmesser der Alveolen ca.  $100\ \mu\text{m}$  –  $300\ \mu\text{m}$  ).

Die Relevanz für Dual-Energy Auswertungen liegt darin begründet, dass in-vivo

Messungen zur Identifikation von Silikaten durchgeführt werden können. Ein Bestandteil dieser Messungen besteht darin, Silikate von Kalzifikationen in der Lunge zu unterscheiden, um arbeitsrechtliche Folgen für den Arbeitnehmer zu bewerten, da bei der Feststellung einer Silikose als Folge der erhöhten Aussetzung von Silikatstaub von einem Arbeitsunfall gesprochen werden kann. Die Charakterisierung von Silikaten bzw. die Trennung von Silikaten und Kalzium würde mit Hilfe einer Dual-Energy Materialzerlegung aufwändige und kostenintensive Biopsien vermeiden und wäre für den Patienten von Vorteil, da durch nicht-invasive Verfahren zwischen einer Silikose und einer anderen Erkrankung unterschieden werden könnte.

In den folgenden Untersuchungen wurden verschiedene Patienten mit bekannter Erkrankung gescannt, sowie in-vitro verschiedene Öl/Glimmer-Konzentrationen gemessen. Bei beiden Messungen wurde für jede Läsion bzw. für jede Öl/Glimmer-Konzentration der korrigierte Quotient (siehe Abschnitt 2.4.4) aus beiden DE-Messwerten berechnet.

### 3.3.1 In-vitro Messungen

Zunächst wurden in-vitro Messungen mit in Öl gemischtem Glimmer durchgeführt. Messungen des reinen Glimmerstaubes wiesen aufgrund extrem vieler Lufteinschlüsse keine Schwächung auf, was einer Messung freier Luft entsprach. Öl wurde als Trägerstoff gewählt, da vorherige Versuche zeigten, dass Glimmer äußerst schnell in einer Wasser/Glimmer-Mischung sedimentiert und Messungen nach dem Mischen der beiden Materialien sofort durchgeführt werden müssen, da sich innerhalb von 1–2 Minuten eine deutliche Sedimentierung des sich im Wasser befindlichen Glimmers zeigte. Da die Glimmerpartikel in Öl deutlich langsamer sedimentieren und Öl keine zusätzlichen Bildartefakte erzeugt, ist Öl für diese Untersuchung am geeignetsten. Die folgenden Untersuchungen wurden bei einer Spannungskombination von 80/140 kV mit einem bereits in der Routine befindlichen Thoraxprotokoll gemacht. Die Kollimierung betrug 14x1,2 mm. Zur Rekonstruktion wurde ein D30f Kern verwendet mit einem field-of-view von 300 mm. Etwaige Korrekturen zur Querstreuung wurden automatisch durchgeführt, da diese implizit durch das verwendete Scan-Protokoll abgedeckt sind.

Die Messungen wurden zunächst mit purem Öl durchgeführt, um einen konstanten Kalibrierwert zu bekommen. Dieser Wert wird in den Öl/Glimmer-Gemischen subtrahiert. In den Messungen ergab sich dabei für reines Öl ein Wert von ca. 140 HU bei 80 kV, sowie ein Wert von ca. 110 HU bei 140 kV. Für Mischungen

gilt entsprechend Gln. 1.20 für die Durchführung der Basismaterial-Zerlegung, dass sich die beiden Einzelbestandteile zu einem Gesamt-CT-Wert aufsummieren. Da der Anteil des Öls in der Messung konstant gehalten wird und nur Glimmer beigegeben wurde, wird durch den Faktor  $c$  die Menge an Glimmer angegeben (Gln. 3.12).

$$\text{HU}_{\text{Mischung}} = \text{HU}_{\text{Öl}} + c \cdot \text{HU}_{\text{Glimmer}} \quad (3.12)$$

Zu Beginn wurde die Glimmerkonzentration sehr konservativ erhöht, da nicht bekannt war, wie stark die Schwächungszunahme durch die Zugabe von Glimmer sein wird und ab welcher Konzentration eine Sättigung erreicht wird. Deshalb zeigt der Anfangsbereich von Abbildung 3.15 mehrere Häufungspunkte. Die erste Messung auf der linken Seite bei 0 stellt den Referenzwert einer reinen Ölmesung ohne die Zugabe von Glimmer dar. In der Darstellung wurde die Subtraktion des Referenzwertes bereits durchgeführt, wodurch alle gemessenen CT-Werte den Referenzpunkt des reinen Öls haben. Nachdem festgestellt wurde, dass die zunächst konservative Erhöhung der Glimmerkonzentration keine merkliche Auswirkung auf den CT-Wert hatte, wurde die Konzentration stufenweise stärker bis zu einem Endwert von ca. -20 HU bei 140 kV erhöht (in der Abbildung entspricht dies aufgrund der Normierung auf das Referenzmaterial dem Wert von ca. 90 HU bei 140 kV). Obwohl in den vorhergehenden Abschnitten bisher immer das l/h-System zur Darstellung verwendet wurde, soll an dieser Stelle des h/l-System verwendet werden, da mit dieser Darstellung der Quotient  $Q$  der beiden DE-Messwerte direkt als Steigung der interpolierten Regressionsgeraden abgelesen werden kann (siehe Abschnitt 2.4.4).

Nachdem das Öl als Referenzmaterial von allen Öl/Glimmer-Messpunkten für beide Energien subtrahiert wurde, wurde durch lineare Regression eine Interpolationsgerade durch die DE-Messwerte gelegt. Dabei zeigt sich bei der Auswertung der Öl/Glimmer-Mischung ein konstanter Quotient von 1,4 (Abb. 3.16).

### 3.3.2 In-vivo Messungen

Bei den in-vivo Messungen wurden acht Patienten mit Pneumokonioseerkrankung untersucht, die durch verschiedene Ursachen ausgelöst wurde. Acht Patienten waren einer erhöhten Silikatbelastung ausgesetzt, wovon bei drei Patienten bekannt war, dass sie in dem gleichen Kosmetikunternehmen arbeiteten und einer erhöhten Glimmerexposition ausgesetzt waren, wobei der Typ des Glimmers bei allen drei Patienten gleich war. Bei zwei weiteren Patienten, war die Ursache der Pneumokoniose nicht bekannt, doch wurden diese Patienten dennoch in die Untersuchung

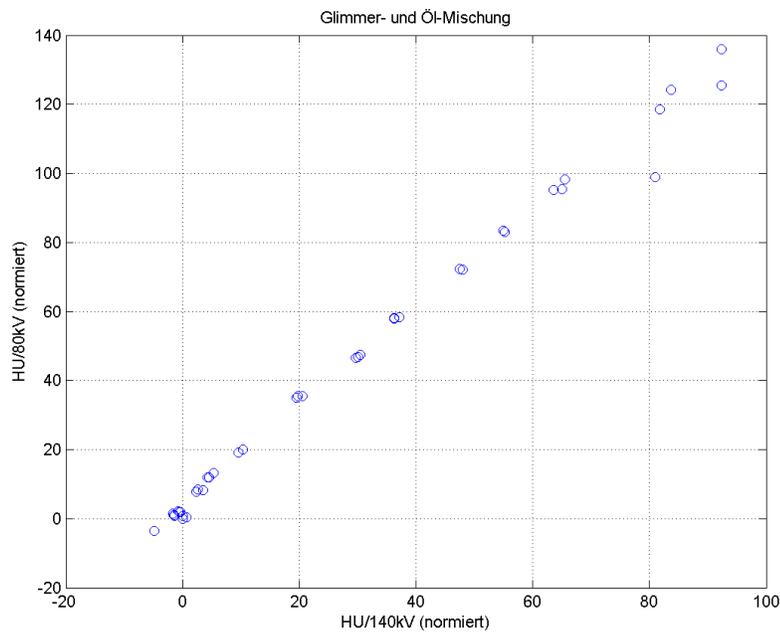


Abbildung 3.15: Messungen eines Öl/Glimmer-Gemisches mit stetig steigender Glimmerkonzentration. Der erste Wert von links stellt die Kalibriermessung dar. Hier wurde reines Öl gemessen, um einen konstanten Kalibrierwert zu erhalten, der bei den folgenden Messungen als Referenzpunkt dienen soll. Die dargestellten Messwerte sind bereits auf das Referenzmaterial normiert. Im Anfangsbereich zeigt sich zunächst eine Häufung der Messwerte, da zu Beginn die Konzentration zu konservativ erhöht wurde, was keinen merklichen Anstieg des HU-Wertes zeigte.

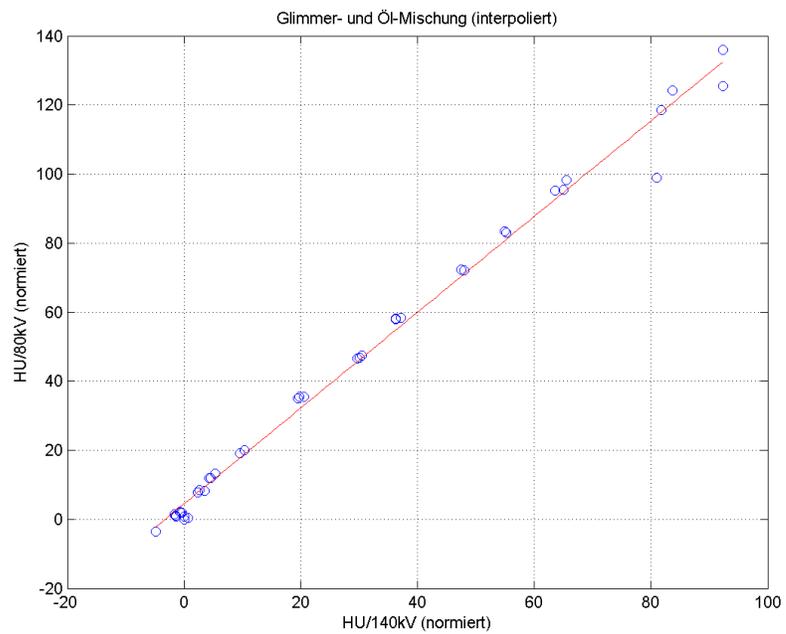


Abbildung 3.16: Darstellung der DE-Messwerte für Glimmer nach Subtraktion des Referenzmaterials (blaue Kreise). Die rote durchgezogene Gerade stellt die Interpolation einer Regressionsgeraden durch die gemessenen DE-Werte dar. Die Steigung der Geraden beträgt ca. 1,4.

mit aufgenommen, um festzustellen, ob die Methode zur Differenzierung von Silikat und Kalzium angewendet werden kann. Weitere zwei Patienten hatten eine erhöhte Kalkablagerung in den Alveolen. Die Aufnahmeparameter der Akquisition konnten leider nicht mehr festgestellt werden, es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass diese dem bereits in den in-vitro Messungen verwendeten Protokoll entsprechen.

In den folgenden Untersuchungen wurden die DE-Messwerte der acht Patienten ausgewertet und analog zu den Phantommessungen ein Referenzmaterial gemessen. Da sich die Ablagerungen des Silikats bzw. Kalks in den Alveolen bzw. Lymphknoten befinden, wurde eine ROI an diesen Stellen bei gesunden Patienten gemessen und zur Korrektur der DE-Messwerte verwendet. Dabei wurde ein Wert von 50 HU für das 80 kV -Bild und ein Wert von 30 HU für das 140 kV -Bild gemessen. Die DE-Messwerte wurden analog zur in-vitro Darstellung in ein  $h/l$ -Diagramm eingetragen (Abb. 3.17). Bei jedem Patienten wurden 25 verschiedene ROIs gemessen. Für jede Gruppe eines bekannten Typs wurde eine lineare Regression durchgeführt und eine Separationsgerade durch die jeweilige Punktwolke der Materialgruppe gelegt (Abb. 3.18). In beiden Darstellungen wurde, analog zur in-vitro Messungen, das Referenzmaterial zur Normierung von den realen Messwerten subtrahiert.

Durch die Interpolationsgeraden in Abb. 3.18 kann nun durch eine lineare Trennung und durch Auswertung der DE-Messdaten eine Zuordnung der DE-Messwerte zu einem Material getroffen werden. Dabei ist festzustellen, dass die Silikatmessungen einen Quotienten von 1,3 aufweisen, während die kalziumhaltigen Materialien einen Quotienten von ca. 1,5 haben. Der Quotient für kalziumhaltige Materialien wird auch in dem Algorithmus zur 3-Material-Zerlegung verwendet und stellt an dieser Stelle eine gute Übereinstimmung mit bereits vorhandenen Messungen dar (siehe Abschnitt 3.2). Die Messungen des unbekannten Materials befinden sich mit einem Quotienten von 1,4 dazwischen.

### 3.3.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Detektion von Silikaten und deren Separation von kalziumhaltigen Materialien mittels einer Dual-Energy Akquisition stellt eine besondere Herausforderung dar, da sich die Quotienten beider Reinmaterialien nur wenig unterscheiden und durch Rauschen und Bildartefakte stark beeinflusst werden können. In den in dieser Arbeit durchgeführten in-vitro Messungen stellte sich zunächst ein Quotient für Glimmer in einer Öl/Glimmer-Mischung von 1,4 dar.

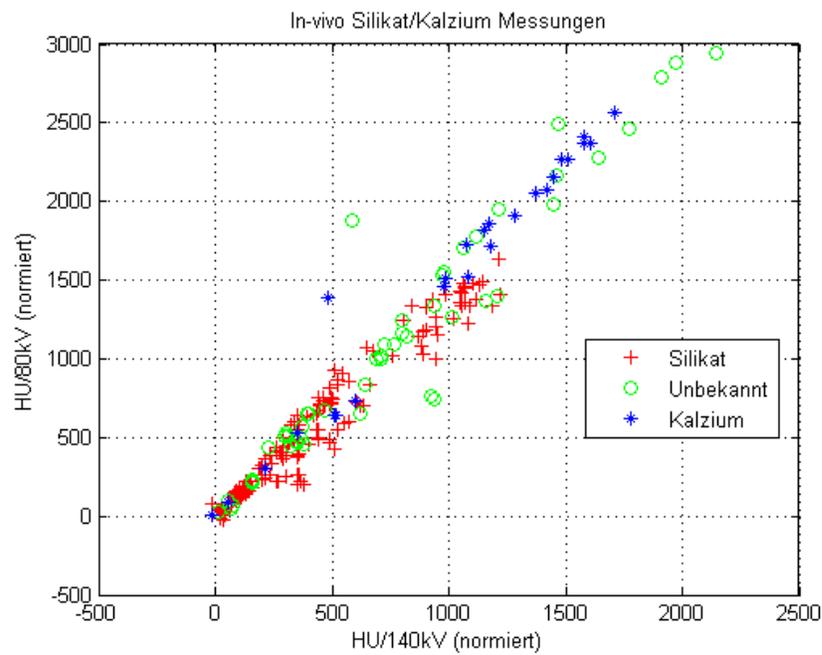


Abbildung 3.17: In-vivo Auswertung realer Patientendaten mit Pneumokonioseerkrankung. Die roten, mit + dargestellten Messpunkte, stellen Glimmerdaten dar. Grüne (o) Messpunkte sind unbekannte Materialien, blaue \* stellen Kalzium Messwerte dar.

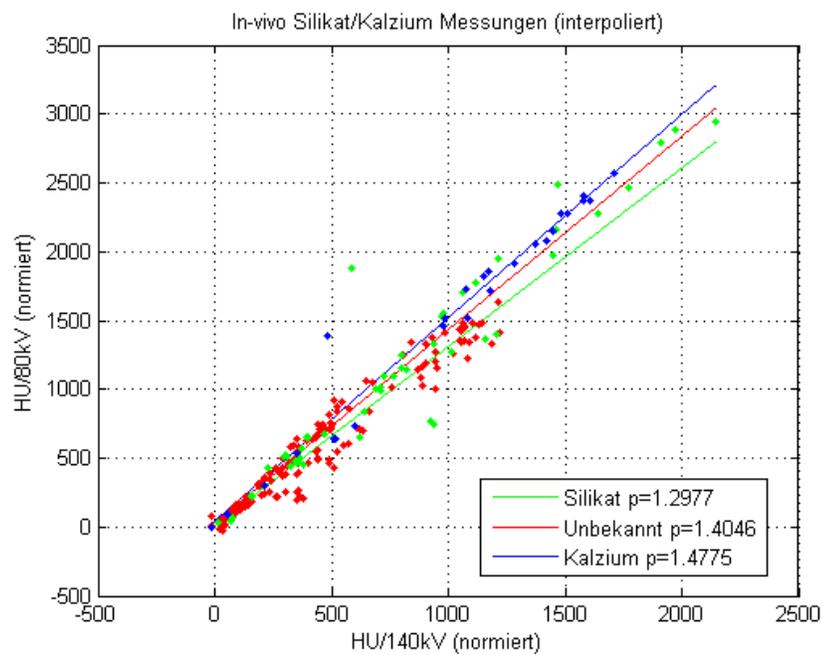


Abbildung 3.18: Lineare Regression durch die verschiedenen Materialien. Während die bekannten Silikosepatienten mit Silikatablagerungen einen Quotienten von 1,3 haben, zeigen die Patienten mit Kalkablagerungen einen Quotienten von ca. 1,5. Die Patienten mit unbekannter Einlagerung liegen bei einem Quotienten von 1,4.

In den darauf folgenden in-vivo Patientenmessungen, die an einer Pneumokoniose erkrankt sind, wurden acht Patienten mit bekannter Ablagerung untersucht und ausgewertet. Mittels einer linearen Regression durch die DE-Messwerte der Patienten mit Silikatablagerung konnte ein Quotient von 1,3 ermittelt werden. Für Patienten mit kalziumhaltigen Ablagerung wurde ein Quotient von 1,5 ermittelt, der in etwa den bereits vorhanden Messungen entsprach, die auch für die Knochen-Iod-Trennung durchgeführt wurden. Für das in zwei Patienten abgelagerte, unbekannte Material wurde ein Quotient von 1,4 ermittelt, der exakt dem reinen Silikat entsprach.

Die Charakterisierung und Separation von Silikatablagerungen gegenüber normalen asymptomatischen Kalkablagerungen in der Lunge mittels Dual-Energy Auswertungen scheint durch geschickte Wahl der Trenngeraden möglich. Offensichtlich ist ein Quotient von ca. 1,4 ein guter Wert, um eine Separation von Silikaten und kalziumhaltigen Strukturen durchzuführen. Dennoch können die Messwerte nicht direkt voxelweise gemessen und ausgewertet werden, sondern müssen durch eine Mittelung des umgebenden Bereichs berechnet werden, um das Voxelrauschen zu reduzieren. Eine Mittelung von ca. 27 – 125 Umgebungsvoxeln hat sich in diesen Untersuchungen als sinnvoll herausgestellt. Weitere Untersuchungen zur Verifikation dieser Ergebnisse sind nötig. Die Exaktheit der gemessenen Quotienten muss anhand von in-vitro Messungen aufgrund der vielfältigen chemischen Zusammensetzungen von Silikaten nochmals überprüft werden. Weitere Patienten mit bekannten Silikat- bzw. Kalziumablagerungen müssen untersucht werden. Bei vorhandener Biopsie wäre eine chemische Analyse wünschenswert.

# Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden verschiedene Aspekte der Dual-Energy Computertomographie untersucht. Dabei lag im *Kapitel 1* der Fokus auf der Darstellung der physikalischen Grundlagen, die als Basis für die weiterführenden Kapitel dienen sollten. Ziel dabei war es, die bereits aus älteren Publikationen erforschten Erkenntnisse zusammenzufassen, um diese in eine einheitliche Form zu bringen. Diese Grundlagen sind für das Verständnis von Dual-Energy essentiell, weshalb darauf geachtet wurde, die Vollständigkeit dieser Erkenntnisse zu wahren. Die Modellierungen und Approximationen des Wirkungsquerschnitts bzw. linearen Schwächungskoeffizienten standen dabei zwar im Mittelpunkt, doch war es aufgrund der Fülle an Publikationen zu diesem Thema nicht möglich, alle Gesichtspunkte zu beleuchten. Aus diesem Grund wurden nur gängige Modelle der Streu- und Absorptionsprozesse dargestellt. Dazu durchgeführte Analysen zeigten dabei auch, dass die exakte Modellierung der für Dual-Energy relevanten Parameter, durch den Einfluss von Artefakten und Quantenrauschen, keine merklichen Auswirkungen auf die Auswertungen von Dual-Energy Messwerten hat.

In *Kapitel 2* wurden die technischen Grundlagen der Dual-Energy CT dargestellt und näher auf die verschiedenen Messsystemkonfigurationen eingegangen, wobei die Konfiguration des Messsystems des in dieser Arbeit verwendeten Gerätes genauer betrachtet wurde (zwei Detektoren und zwei Röntgenstrahlersysteme jeweils um  $90^\circ$  gegeneinander versetzt). Anschließend wurden im Rahmen dieser Arbeit Messungen durchgeführt, um den Einfluß verschiedener Parameter auf Dual-Energy Messwerte zu ermitteln. Dafür wurden zunächst verschiedene Darstellungsformen eingeführt, die eine bessere Visualisierung von DE-Messdaten erlauben (siehe Abschnitt 2.2.1). Die darauf folgenden Messungen beschränkten sich auf die Optimierung der im verwendeten Gerät vorhandenen Spannungskombinationen. Diese Untersuchungen sind für Dual-Energy Messungen von besonderer Bedeutung, da sich durch die verwendeten Spannungskombinationen die Güte bzw. Qualität der DE-Messung und der zugehörigen DE-Aufspaltung definiert (siehe Abschnitt 2.2.2). Anhand dieser Messungen

wurde ermittelt, dass sich die Spannungskombinationen am besten eignen, deren effektive Energien am weitesten voneinander entfernt liegen. Hierbei ergab sich für das untersuchte Gerät eine optimale Spannungskombination von 80 kV bzw. 140 kV .

Anhand der ermittelten Spannungskombination wurde der Einfluss der applizierten Dosis auf das Bildrauschen bestimmt. Ziel dabei war es, zu ermitteln, welche Dosiskombination nötig ist, um in beiden DE-Bildvolumina annähernd gleiches Bildpunktrauschen zu erhalten. Hierzu wurde der Rausch-Quotient  $\gamma$  eingeführt. Zur Bestimmung der optimalen Dosis (Abschnitt 2.2.3) wurden Messungen an zylindrischen bzw. elliptischen Wasserphantomen mit unterschiedlichen Durchmessern durchgeführt. Die elliptischen Wasserphantome sollten dabei den Einfluss der Asymmetrie eines Objekts simulieren. Resultat dieser Messungen war, dass ein konstantes Stromverhältnis von ca. 1:3 notwendig ist, um in beiden DE-Bildvolumina gleiches Bildpunktrauschen zu erhalten. Wobei die höhere Dosis auf dem niederenergetischen System (80 kV ) appliziert werden muss, da durch Strahlaufhärtungsartefakte und die Absorption der niederenergetischen Röntgenquanten im durchstrahlten Objekt ein höheres Bildpunktrauschen zu messen ist.

Zusätzlich zur Messung der optimalen Dosiskombination wurde die Wirkung des Patienten- bzw. Phantomdurchmessers auf das Bildrauschen bestimmt (Abschnitt 2.2.4). Dabei wurde ermittelt, dass für Phantome mit einem mittleren Durchmesser bis zu 30 cm die effektive Abweichung des Rausch-Quotienten vernachlässigbar gering ist, wobei jeweils zwischen zentraler und peripherer Messungen unterschieden werden muss, da das Rauschen in zentralen ROIs größer als in peripheren ROIs ist. Bei steigendem mittleren Durchmesser konnte man jedoch erkennen, dass ab einem Phantomdurchmesser von 30 cm die Abweichungen des Rausch-Quotienten drastisch anstiegen. Daraus folgt, dass für Phantome ab einem Durchmesser von 30 cm die Dosis angepasst und erhöht werden muss. Da dies aufgrund der Absorption der niederenergetischen Röntgenquanten nur bis zu einem gewissen Maß durchgeführt werden kann (ungenügende Anzahl an Röntgenquanten, um ein auswertbares Messsignal zu erzeugen), muss festgestellt werden, dass Patienten ab einem mittleren Durchmesser von 30 cm aufgrund des Rauschens eine merklich verschlechterte Dual-Energy Analyse aufweisen.

Abschließend wurden verschiedene theoretische und algorithmische Grundlagen erarbeitet und erläutert, wobei zum Teil auf bereits bestehende Algorithmen zurückgegriffen wurde [87, 83]. Da in dieser Arbeit keine Auswertung anhand von CT-Rohdaten erfolgte, wurden ausschließlich post-processing Methoden auf Basis der rekonstruierten Pixeldaten erarbeitet. Dabei wurde zunächst auf die Mittelwertbildung zweier DE-Datensätze eingegangen. Hierbei wird durch Mittelwertbildung ein Dosisäquivalent eine Single-Energy Akquisition bei ca. 120 kV erzeugt, um das

Bildpunktrauschen zu reduzieren, da sich bei DE-Akquisitionen die applizierte Dosis auf beide Messsysteme verteilt. An dieser Stelle wurden zwei Algorithmen entwickelt, die das Rauschen global oder lokal reduzieren (Abschnitt 2.4.1 und 2.4.2). Im Anschluß wurden zwei Algorithmen vorgestellt, die für sich alleine keine besondere Relevanz aufweisen, in Kombination jedoch, mit Hilfe des aus Differenz und Quotient gebildeten Dual-Energy-Index, eine bedingte Aussage über die atomare Zusammensetzung des gemessenen Materials geben (Abschnitt 2.4.3 – 2.4.5). Weiterhin wurde die 2- bzw. 3-Material-Zerlegung erläutert, die in verschiedenen, bereits bestehenden, Applikationen eingesetzt werden (z. B. Nierensteinanalyse, Bone-Removal). Zuletzt wurde ein Algorithmus zur Erzeugung virtueller, monoenergetischer Energiebilder erarbeitet, mit dessen Hilfe es möglich ist – unabhängig von den verwendeten Dual-Energy Energien (80/140 kV) – zusätzliche CT-Bilder zu erzeugen, deren virtuelle Energie innerhalb der beiden Akquisitionsenergien liegt.

*Kapitel 3* zeigt schließlich die in dieser Arbeit entwickelten Algorithmen und Untersuchungen auf, die basierend auf den Erkenntnissen der vorhergegangenen Simulationen und Phantommessungen erstellt wurden. Dabei wird in Abschnitt 3.1 auf die Untersuchungen energieselektiver Kontrastmittel eingegangen, die mit Hilfe einer Dual-Energy Akquisition zur Verbesserung des Kontrast-zu-Rausch-Verhältnisses (CNR) beitragen können. Hierbei wurde festgestellt, das Iod aufgrund seiner chemischen Bindung und der damit verbundenen atomaren Zusammensetzung (Dichte, effektive Ordnungszahl) am besten geeignet ist. Die Messungen weiterer Kontrastmittel zeigten keine Verbesserung des CNR verglichen zu Iod. Lanthan, welches theoretisch ein besseres CNR aufweisen sollte (höhere Ordnungszahl und Dichte), ist durch die Einbettung in Chelatkapseln in seiner Dichte und effektiven Ordnungszahl reduziert und erzeugt dadurch verglichen zu Iod, keinen Anstieg des CNR.

Ein weiterer Algorithmus, der einen Großteil der Zeit dieser Arbeit einnahm, war die Weiterentwicklung des auf der Auswertung von Dual-Energy-Daten basierenden Bone-Removal-Algorithmus (Abschnitt 3.2). Die Grundlage der Trennung von Knochen und Iod stellte die Auswertung der 3-Material-Zerlegung dar [83], mit deren Hilfe ein DE-Messwert in die Bestandteile Knochen, Iod und Gewebe zerlegt werden kann. Da diese Auswertung aufgrund von Rauschen und der inhomogenen chemischen Zusammensetzung von Körpermaterialien nicht immer zu einem exakten Klassifikationsergebnis führt, wurde ein Algorithmus entwickelt, der zusammenhängende Knochenbereiche erkennt und markiert, um damit das initiale Klassifikationsergebnis zu verbessern. Die gefundenen Knochenareale werden dabei aus dem Volumendatensatz entfernt und verbessern somit die Sicht auf das vaskuläre System. Ein Problem der Auswertung war jedoch, dass auch kalzifizierte Plaques als Knochen erkannt und

deshalb automatisch entfernt wurden. Aus diesem Grund wurde ein Algorithmus entwickelt, der zusammenhängenden Knochenregionen markiert und eine Statistik der gefundenen Parameter (Größe der Region, Grenzflächen an Iod) aufstellt. Durch Auswertung dieser Parameter konnten falsch klassifizierte Plaques erkannt werden. Weiterhin machte es dieser Algorithmus möglich, kalzifizierte Plaques während der Darstellung des Datensatzes durch den Benutzer selektiv ein- und ausblendbar zu machen.

Die letzte Untersuchung dieser Arbeit befasste sich mit der Messung von Silikatablagerungen in der Lunge, da diese Ablagerungen zu erheblichen gesundheitlichen Problemen führen können (Abschnitt 3.3). Ziel war es, kalzifizierte Areale von Silikatablagerungen in den Alveolen bzw. Bronchien zu unterscheiden. Dazu wurden zunächst in-vitro Messungen mit besonders feinkörnigem Silikatstaub gemacht, um die theoretische Machbarkeit und das Potential für Dual-Energy zu untersuchen. Dabei stellte sich heraus, dass sich für den Silikatstaub ein DE-Quotient von ca. 1,4 ausbildet. Dieser Wert liegt nahe an dem bereits bekannten DE-Quotienten von Knochen (ca. 1,5), was eine Auswertung bzw. Trennung von Silikat und Knochen erschwert. Die in-vivo Messungen zeigten jedoch, dass sich der abgelagerte Silikatstaub in Verbindung mit Gewebe zu einem Wert von 1,3 reduziert. Es wurde ermittelt, dass eine lineare Trennung zur Separation von Silikat und Knochen durch einen DE-Quotienten von 1,4 möglich wäre. Dieser Wert stellt eine grobe Schätzung dar, die anhand eines geringen Patientenkollektivs ermittelt wurde. Um eine konkrete Aussage zu treffen, müssen weitere Untersuchungen mit einem größeren Patientenkollektiv durchgeführt werden, bei denen die exakte Zusammensetzung der Ablagerung durch Biopsie oder durch spektrale Analysen ermittelt wurde.

Die Anwendungen der Dual-Energy Computertomographie stellen eine bedeutende Neuerung der radiologischen Diagnostik und der interventionellen Radiologie dar, wobei die in dieser Arbeit vorgestellten Algorithmen und Analysen nur einen Bruchteil des möglichen Potentials aufzeigen. Insbesondere in der Tumordiagnostik lassen sich neue Diagnosemöglichkeiten erschließen, die in Folgearbeiten näher untersucht werden sollten. So weisen offensichtlich chemotherapeutische Medikamente die Eigenschaft zur Einlagerung von hohen effektiven Ordnungszahlen in Sarkomen auf [110], die mit Hilfe von Dual-Energy erkannt werden könnten. Insbesondere der Therapieverlauf bei der Behandlung von GIST-Tumoren unter der Gabe von Antiangiogenesehemmern (z. B. Imatinib oder Sunitinib) stellt eine Herausforderung dar, um das Ansprechen der Tumorthherapie quantifizieren zu können [29].

Zusätzlich stellt der Einsatz des Dual-Energy Bone-Removals eine erhebliche Arbeitserleichterung und Zeitersparnis dar, die es zu verbessern gilt. Durch den Einsatz

und die Kombination verschiedener Bildverarbeitungsalgorithmen (z. B. neuronale Netze oder Clusteringverfahren) könnte die Geschwindigkeit und Qualität der jetzigen Segmentierungsergebnisse erheblich verbessert werden.



# Literaturverzeichnis

- [1] ABTEHI, S. : *Verbesserung der Dual-Energy Plaquedetektion mit Hilfe statistischer Parameter*, Hochschule Bremerhaven, Diplomarbeit, 2008
- [2] ACHENBACH, S. ; ROPERS, D. ; KUETTNER, A. ; FLOHR, T. ; OHNESORGE, B. ; BRUDER, H. ; THEESSEN, H. ; KARAKAYA, M. ; DANIEL, W. G. ; BAUTZ, W. ; KALENDER, W. A. ; ANDERS, K. : Contrast-enhanced coronary artery visualization by dual-source computed tomography-Initial experience. In: *Eur J Radiol* (2006)
- [3] ADAMS, J. E. ; CHEN, S. Z. ; ADAMS, P. H. ; ISHERWOOD, I. : Measurement of trabecular bone mineral by dual energy computed tomography. In: *J Comput Assist Tomogr* 6 (1982), Nr. 3, S. 601–7
- [4] ALVARENGA, A. V. ; PEREIRA, W. C. A. ; INFANTOSI, A. F. C. ; AZEVEDO, C. M.: Complexity curve and grey level co-occurrence matrix in the texture evaluation of breast tumor on ultrasound images. In: *Med Phys* 34 (2007), Feb, Nr. 2, S. 379–387
- [5] ALVAREZ, R. E.: Active energy selective image detector for dual-energy computed radiography. In: *Med Phys* 23 (1996), Oct, Nr. 10, S. 1739–1748
- [6] ALVAREZ, R. E. ; MACOVSKI, A. : Energy-selective reconstructions in X-ray computerized tomography. In: *Phys Med Biol* 21 (1976), Nr. 5, S. 733–44
- [7] ANDREO, P. : A comparison between calculated and experimental kQ photon beam quality correction factors. In: *Phys Med Biol* 45 (2000), Nr. 9, S. L25–38
- [8] ANGERSTEIN, W. ; GURSKY, S. ; HEGEWALD, H. : *Grundlagen der Strahlenphysik und radiologischen Techniken in der Medizin*. 4., erw. Aufl. Leipzig : Thieme, 1987

- [9] BATTISTA, J. J. ; SANTON, L. W. ; BRONSKILL, M. J.: Compton scatter imaging of transverse sections: corrections for multiple scatter and attenuation. In: *Phys Med Biol* 22 (1977), Nr. 2, S. 229–44
- [10] BHALLA, M. ; SHEPARD, J. A. ; NAKAMURA, K. ; KAZEROONI, E. A.: Dual kV CT to detect calcification in solitary pulmonary nodule. In: *J Comput Assist Tomogr* 19 (1995), Nr. 1, S. 44–7
- [11] BLAKE, G. M. ; MCKEENEY, D. B. ; CHHAYA, S. C. ; RYAN, P. J. ; FOGELMAN, I. : Dual energy x-ray absorptiometry: the effects of beam hardening on bone density measurements. In: *Med Phys* 19 (1992), Nr. 2, S. 459–65
- [12] BOONE, J. M. ; CHAVEZ, A. E.: Comparison of x-ray cross sections for diagnostic and therapeutic medical physics. In: *Med Phys* 23 (1996), Nr. 12, S. 1997–2005
- [13] BOVIK, A. C.: *Handbook of image and video processing*. Amsterdam [u.a.] : Elsevier Academic Press, 2005. – ISBN 0–12–119792–1
- [14] BRAMBILLA, C. ; ABRAHAM, J. ; BRAMBILLA, E. ; BENIRSCHKE, K. ; BLOOR, C. : Comparative pathology of silicate pneumoconiosis. In: *Am J Pathol* 96 (1979), Jul, Nr. 1, S. 149–169
- [15] BRENNER, D. J. ; HALL, E. J.: Computed Tomography - An Increasing Source of Radiation Exposure. In: *N Engl J Med* 357 (2007), S. 2277–84
- [16] BRODY, W. R. ; BUTT, G. ; HALL, A. ; MACOVSKI, A. : A method for selective tissue and bone visualization using dual energy scanned projection radiography. In: *Med Phys* 8 (1981), Nr. 3, S. 353–7
- [17] BROOKS, R. A. ; DI CHIRO, G. : Theory of image reconstruction in computed tomography. In: *Radiology* 117 (1975), Nr. 3 Pt 1, S. 561–72
- [18] BROOKS, R. A. ; DI CHIRO, G. : Beam hardening in x-ray reconstructive tomography. In: *Phys Med Biol* 21 (1976), Nr. 3, S. 390–8
- [19] BRUDER, H. ; STIERSTORFER, K. ; MCCOLLOUGH, C. H. ; RAUPACH, R. ; PETERSILKA, M. ; GRASRUCK, M. ; SUESS, C. ; OHNESORGE, B. ; FLOHR, T. : Design considerations in cardiac CT. (2006)
- [20] BUSHBERG, J. T.: *The essential physics of medical imaging*. 2. ed. Philadelphia [u.a.] : Lippincott Williams and Wilkins, 2002

- [21] BUSHONG, S. C.: *Computed Tomography*. McGraw-Hill, 2000
- [22] BUSONO, P. ; HUSSEIN, E. M.: Algorithms for density and composition-discrimination imaging for fourth-generation CT systems. In: *Phys Med Biol* 44 (1999), Nr. 6, S. 1455–77
- [23] BUZUG: *Einfuehrung in die Computertomographie*. Springer-Verlag, 2005
- [24] CANN, C. E. ; GAMSU, G. ; BIRNBERG, F. A. ; WEBB, W. R.: Quantification of calcium in solitary pulmonary nodules using single- and dual-energy CT. In: *Radiology* 145 (1982), Nr. 2, S. 493–6
- [25] CARDINAL, H. N. ; FENSTER, A. : An accurate method for direct dual-energy calibration and decomposition. In: *Med Phys* 17 (1990), Nr. 3, S. 327–41
- [26] CARDINAL, H. N. ; HOLDSWORTH, D. W. ; DRANGOVA, M. ; HOBBS, B. B. ; FENSTER, A. : Experimental and theoretical x-ray imaging performance comparison of iodine and lanthanide contrast agents. In: *Med Phys* 20 (1993), Nr. 1, S. 15–31
- [27] CARLSSON, C. A.: Imaging modalities in x-ray computerized tomography and in selected volume tomography. In: *Phys Med Biol* 44 (1999), Nr. 3, S. R23–56
- [28] CARNEY, J. P. J. ; TOWNSEND, D. W. ; RAPPOPORT, V. ; BENDRIEM, B. : Method for transforming CT images for attenuation correction in PET/CT imaging. In: *Med Phys* 33 (2006), Apr, Nr. 4, S. 976–983
- [29] CHOI, H. ; CHARNSANGAVEJ, C. ; FARIA, S. C. ; MACAPINLAC, H. A. ; BURGESS, M. A. ; PATEL, S. R. ; CHEN, L. L. ; PODOLOFF, D. A. ; BENJAMIN, R. S.: Correlation of computed tomography and positron emission tomography in patients with metastatic gastrointestinal stromal tumor treated at a single institution with imatinib mesylate: proposal of new computed tomography response criteria. In: *J Clin Oncol* 25 (2007), May, Nr. 13, S. 1753–1759
- [30] CHRIST, G. : Exact treatment of the dual-energy method in CT using poly-energetic X-ray spectra. In: *Phys Med Biol* 29 (1984), Nr. 12, S. 1501–10
- [31] CHUANG, K. S. ; HUANG, H. K.: A fast dual-energy computational method using isotransmission lines and table lookup. In: *Med Phys* 14 (1987), Nr. 2, S. 186–192

- [32] CLARK, J. W.: Neural network modelling. In: *Phys Med Biol* 36 (1991), Nr. 10, S. 1259–317
- [33] CONSTANTINOU, C. ; HARRINGTON, J. C. ; DEWERD, L. A.: An electron density calibration phantom for CT-based treatment planning computers. In: *Med Phys* 19 (1992), Nr. 2, S. 325–7
- [34] DICHIRO, G. D. ; BROOKS, R. A. ; KESSLER, R. M. ; JOHNSTON, G. S. ; JONES, A. E. ; HERDT, J. R. ; SHERIDAN, W. T.: Tissue signatures with dual-energy computed tomography. In: *Radiology* 131 (1979), Nr. 2, S. 521–3
- [35] DROST, D. J. ; FENSTER, A. : Experimental dual xenon detectors for quantitative CT and spectral artifact correction. In: *Med Phys* 7 (1980), Nr. 2, S. 101–7
- [36] DÖSSEL, O. : *Bildgebende Verfahren in der Medizin : von der Technik zur medizinischen Anwendung*. Berlin [u.a.] : Springer, 2000
- [37] ELLIS, K. J.: Human body composition: in vivo methods. In: *Physiol Rev* 80 (2000), Nr. 2, S. 649–80
- [38] FREEMAN, H. : On the encoding of arbitrary geometric configurations. In: *IRE Trans. Electron. Comput* (1961), Nr. 2, S. 260–268
- [39] FREIHERR, G. : FDA clears GE's new CT scanner. In: *Diagnostic Imaging* (2008)
- [40] GORDON, D. ; PETERSON, M. ; REYNOLDS, R. : Fast polygon scan conversion with medical applications. In: *Computer Graphics and Applications, IEEE* 14 (1994), Nov., Nr. 6, S. 20–27
- [41] GRASRUCK, M. : Knochensegmentierung bei Zwei-Spektren-Scans mit Hilfe eines Homogenitätskriteriums / Siemens Medical Solutions. 2005. – Forschungsbericht
- [42] HAHN, H. ; WENZEL, M. ; KONRAD VERSE, O. ; PEITGEN, H. : A Minimally-Interactive Watershed Algorithm Designed for Efficient CTA Bone Removal, 2006, S. 178–189
- [43] HANDELS, H. : *Medizinische Bildverarbeitung*. Teubner, 2000
- [44] HAWKES, D. J. ; JACKSON, D. F. ; PARKER, R. P.: Tissue analysis by dual-energy computed tomography. In: *Br J Radiol* 59 (1986), Nr. 702, S. 537–42

- [45] HEISMANN, B. J. ; LEPPERT, J. ; STIERSTORFER, K. : Density and atomic number measurements with spectral x-ray attenuation method. In: *Journal of Applied Physics* 94 (2003), Nr. 3, S. 2073–2079
- [46] HENDEE, W. R.: *Medical imaging physics*. New York : Wiley-Liss, 2002
- [47] HENSON, P. W.: A relationship between CT number, effective atomic number and electron density. In: *Australas Phys Eng Sci Med* 7 (1984), Nr. 2, S. 69–73
- [48] HERMAN, G. T.: Correction for beam hardening in computed tomography. In: *Phys Med Biol* 24 (1979), Nr. 1, S. 81–106
- [49] HERMAN, G. T.: Demonstration of beam hardening correction in computed tomography of the head. In: *J Comput Assist Tomogr* 3 (1979), Nr. 3, S. 373–8
- [50] HOHEISEL, M. : Review of medical imaging with emphasis on X-ray detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 563 (2006), July, Nr. 1, S. 215–224
- [51] HONMA, K. ; CHIYOTANI, K. ; KIMURA, K. : Silicosis, mixed dust pneumoconiosis, and lung cancer. In: *Am J Ind Med* 32 (1997), Dec, Nr. 6, S. 595–599
- [52] HONMA, K. ; ABRAHAM, J. L. ; CHIYOTANI, K. ; VUYST, P. D. ; DUMORTIER, P. ; GIBBS, A. R. ; GREEN, F. H. Y. ; HOSODA, Y. ; IWAI, K. ; WILLIAMS, W. J. ; KOHYAMA, N. ; OSTIGUY, G. ; ROGGLI, V. L. ; SHIDA, H. ; TAGUCHI, O. ; VALLYATHAN, V. : Proposed criteria for mixed-dust pneumoconiosis: definition, descriptions, and guidelines for pathologic diagnosis and clinical correlation. In: *Hum Pathol* 35 (2004), Dec, Nr. 12, S. 1515–1523
- [53] HOUNSFIELD, G. N.: Computerized transverse axial scanning (tomography). 1. Description of system. In: *Br J Radiol* 46 (1973), Nr. 552, S. 1016–22
- [54] HUBBELL, J. H.: Review of photon interaction cross section data in the medical and biological context. In: *Phys Med Biol* 44 (1999), Nr. 1, S. R1–22
- [55] HUSSEIN, E. M.: Inspection of luggage using gamma radiation. In: *Proc. SPIE* (1994), Nr. 2276, S. 321–5
- [56] ICRU: Photon, Electron, Proton and Neutron Interaction Data for Body Tissues. In: *ICRU Report 46* (1992)

- [57] ISHERWOOD, I. ; PULLAN, B. R. ; RUTHERFORD, R. A. ; STRANG, F. A.: Electron density and atomic number determination by computed tomography. Part I: Methods and limitations. Part II: A study of colloid cysts. In: *Br J Radiol* 50 (1977), Nr. 597, S. 613–9
- [58] JACKSON, D. F. ; HAWKES, D. J.: X-Ray Attenuation Coefficient of Elements and Mixtures (Review Paper). In: *Phys. Rep.* 70 (1981), S. 169–223
- [59] JACKSON, D. F. ; HAWKES, D. J.: Energy dependence in the spectral factor approach to computed tomography. In: *Phys Med Biol* 28 (1983), Nr. 3, S. 289–93
- [60] JÄHNE, B. ; GEISSLER, P. ; HAUSSECKER, H. : *Handbook of Computer Vision and Applications with Cdrom*. San Francisco, CA, USA : Morgan Kaufmann Publishers Inc., 1999. – ISBN 0123797705
- [61] JOHNSON, T. R. ; NIKOLAOU, K. ; WINTERSPERGER, B. J. ; LEBER, A. W. ; ZIEGLER, F. von ; RIST, C. ; BUHMANN, S. ; KNEZ, A. ; REISER, M. F. ; BECKER, C. R.: Dual-source CT cardiac imaging: initial experience. In: *Eur Radiol* 16 (2006), Nr. 7, S. 1409–15
- [62] JOHNSON, T. R. C. ; KRAUSS, B. ; SEDLMAIR, M. ; GRASRUCK, M. ; BRUDER, H. ; MORHARD, D. ; FINK, C. ; WECKBACH, S. ; LENHARD, M. ; SCHMIDT, B. ; FLOHR, T. ; REISER, M. F. ; BECKER, C. R.: Material differentiation by dual energy CT: initial experience. In: *Eur Radiol* 17 (2007), Jun, Nr. 6, S. 1510–1517
- [63] JOSEPH, P. M. ; RUTH, C. : A method for simultaneous correction of spectrum hardening artifacts in CT images containing both bone and iodine. In: *Med Phys* 24 (1997), Oct, Nr. 10, S. 1629–1634
- [64] JOSEPH, P. M. ; SPITAL, R. D.: A method for correcting bone induced artifacts in computed tomography scanners. In: *J Comput Assist Tomogr* 2 (1978), Jan, Nr. 1, S. 100–108
- [65] KACHELRIEB, M. ; KALENDER, W. : Improving PET/CT attenuation correction with iterative CT beam hardening correction. In: *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record* Bd. 4, 2005, S. 5pp.

- [66] KALENDER, W. ; BAUTZ, W. ; FELSEBERG, D. ; SUSS, C. ; KLOTZ, E. : Material-selective imaging and density measurement using the dual-energy method. I. Principles and methodology. In: *Digitale Bilddiagn* 7 (1987), Nr. 2, S. 66–72
- [67] KALENDER, W. ; FELSEBERG, D. ; SUSS, C. : Material selective imaging and density measurement with the dual energy method. III. Determination of bone mineral of the spine with CT. In: *Digitale Bilddiagn* 7 (1987), Nr. 4, S. 170–6
- [68] KALENDER, W. A. ; KLOTZ, E. ; SUESS, C. : Vertebral bone mineral analysis: an integrated approach with CT. In: *Radiology* 164 (1987), Aug, Nr. 2, S. 419–423
- [69] KALENDER, W. A. ; PERMAN, W. H. ; VETTER, J. R. ; KLOTZ, E. : Evaluation of a prototype dual-energy computed tomographic apparatus. I. Phantom studies. In: *Med Phys* 13 (1986), Nr. 3, S. 334–9
- [70] KALENDER, W. ; KLOTZ, E. ; KOSTARIDOU, L. : An algorithm for noise suppression in dual energy CT material density images. 7 (1988), Sept., Nr. 3, S. 218–224
- [71] KALENDER, W. : *Computed tomography fundamentals, system technology, image quality, applications*. Munich : MCD, 2000
- [72] KALRA, M. K. ; WITTRAM, C. ; MAHER, M. M. ; SHARMA, A. ; AVINASH, G. B. ; KARAU, K. ; TOTH, T. L. ; HALPERN, E. ; SAINI, S. ; SHEPARD, J. A.: Can noise reduction filters improve low-radiation-dose chest CT images? Pilot study. In: *Radiology* 228 (2003), Nr. 1, S. 257–64
- [73] KAN, W. C. ; WILEY, A. L. ; WIRTANEN, G. W. ; LANGE, T. A. ; MORAN, P. R. ; PALIWAL, B. R. ; CASHWELL, R. J.: High Z elements in human sarcomata: assessment by multienergy CT and neutron activation analysis. In: *AJR Am J Roentgenol* 135 (1980), Jul, Nr. 1, S. 123–129
- [74] KAW, J. L. ; ZAIDI, S. H.: Effect of mica dust on the lungs of rats. In: *Exp Pathol (Jena)* 8 (1973), Nr. 3, S. 224–231
- [75] KELCZ, F. ; JOSEPH, P. M. ; HILAL, S. K.: Noise considerations in dual energy CT scanning. In: *Med Phys* 6 (1979), Nr. 5, S. 418–25

- [76] KELLER, M. R. ; KESSLER, R. M. ; BROOKS, R. A. ; KIRKLAND, L. R.: Optimum energy for performing CT iodinated contrast studies. In: *Br J Radiol* 53 (1980), Nr. 630, S. 576–9
- [77] KIJEWski, P. K. ; BJARNGARD, B. E.: Correction for beam hardening in computed tomography. In: *Med Phys* 5 (1978), Nr. 3, S. 209–14
- [78] KIRBY, B. J. ; DAVIS, J. R. ; GRANT, J. A. ; MORGAN, M. J.: Extracting material parameters from x-ray attenuation: a CT feasibility study using kilovoltage synchrotron x-rays incident upon low atomic number absorbers. In: *Phys Med Biol* 48 (2003), Nr. 20, S. 3389–409
- [79] KOPP, A. ; KLINGENBECK-REGN, K. ; HEUSCHMID, M. ; KÄTTNER, A. ; OHNESORGE, B. ; FLOHR, T. ; SCHALLER, S. ; CLAUSSEN, C. : Multislice Computed Tomography: Basic Principles and Clinical Applications. In: *electromedica* 68 (2000), S. 94–105
- [80] KOTZKI, P. O. ; MARIANO-GOULART, D. ; ROSSI, M. : Theoretical and experimental limits of triple photon energy absorptiometry in the measurement of bone mineral. In: *Phys Med Biol* 36 (1991), Nr. 4, S. 429–37
- [81] KOVALEVSKY, V. : *Algorithms and Data Structures for Computer Topology*. Springer, 2001 (Digital and Image Geometry)
- [82] KRAMME, R. : *Medizintechnik. Verfahren - Systeme - Informationsverarbeitung*. Springer, Berlin, 2006. – ISBN 3540341021
- [83] KRAUSS, B. : Bone Removal and Dual Energy CT / Siemens Healthcare. Siemens Medical, 2005. – Interne Kommunikation. – 1–8 S.
- [84] KRAUSS, B. : Contrast Agents, Liver and Dual Energy / Siemens Healthcare. Siemens Medical, 2005. – Interne Kommunikation. – 1–20 S.
- [85] KRAUSS, B. : Dose Optimization & Dual Energy / Siemens Healthcare. Siemens Medical, 2005. – Interne Kommunikation. – 1–13 S.
- [86] KRAUSS, B. : Dose requirements for Dual Energy / Siemens Healthcare. Siemens Medical, 2005. – Interne Kommunikation. – 1–13 S.
- [87] KRAUSS, B. : The Dual Energy Index. Siemens Medical, 2005. – Interne Kommunikation. – 1–7 S.

- [88] KRAUSS, B. : Image Subtraction in Dual Energy CT / Siemens Healthcare. Siemens Medical, 2005. – Interne Kommunikation. – 1–13 S.
- [89] KRAUSS, B. : Material Decomposition & Dual Energy / Siemens Healthcare. 2005. – Interne Kommunikation
- [90] KRAUSS, B. : Optimisation of the Look-Walk-Take Algorithm / Siemens Healthcare. Siemens Medical, 2005. – Interne Kommunikation. – 1–20 S.
- [91] KRAUSS, B. : Physics Introduction: Dual-Energy CT with the Somatom Definition / Siemens Healthcare. Siemens Medical, 2006. – Interne Kommunikation. – 1–13 S.
- [92] KREUZER JÖRG, T. C.: *Artherosklerose. Taschenatlas spezial*. Thieme, 2003
- [93] KRIEGER, H. : *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*. 1. Auflage. Stuttgart Leipzig Wiesbaden : Teubner, 2004
- [94] LATCHAW, R. E. ; PAYNE, J. T. ; GOLD, L. H.: Effective atomic number and electron density as measured with a computed tomography scanner: computation and correlation with brain tumor histology. In: *J Comput Assist Tomogr* 2 (1978), Nr. 2, S. 199–208
- [95] LEHMANN, L. A. ; ALVAREZ, R. E. ; MACOVSKI, A. ; BRODY, W. R. ; PELC, N. J. ; RIEDERER, S. J. ; HALL, A. L.: Generalized image combinations in dual KVP digital radiography. In: *Med Phys* 8 (1981), Nr. 5, S. 659–67
- [96] MACOVSKI, A. ; ALVAREZ, R. E. ; CHAN, J. L. ; STONESTROM, J. P. ; ZATZ, L. M.: Energy dependent reconstruction in X-ray computerized tomography. In: *Comput Biol Med* 6 (1976), Nr. 4, S. 325–36
- [97] MARSHALL, J. W. H. W. H. ; ALVAREZ, R. ; MACOVSKI, A. ; HEALY, J. ; ZATZ, L. M.: Dual kilovoltage at computed tomography: a prereconstruction method for estimation of effective atomic number and electron density. In: *Neuroradiology* 16 (1978), S. 605–6
- [98] MARSHALL, J. W. H. W. H. ; ALVAREZ, R. E. ; MACOVSKI, A. : Initial results with prereconstruction dual-energy computed tomography (PREDECT). In: *Radiology* 140 (1981), Nr. 2, S. 421–30
- [99] MARSHALL, W. ; HALL, E. ; DOOST-HOSEINI, A. ; ALVAREZ, R. ; MACOVSKI, A. ; CASSEL, D. : An implementation of dual energy CT scanning. In: *J Comput Assist Tomogr* 8 (1984), Nr. 4, S. 745–9

- [100] MCCOLLOUGH, C. H. ; VAN LYSEL, M. S. ; PEPPLER, W. W. ; MISTRETTA, C. A.: A correlated noise reduction algorithm for dual-energy digital subtraction angiography. In: *Med Phys* 16 (1989), Nr. 6, S. 873–80
- [101] MCCULLOUGH, E. C.: Photon attenuation in computed tomography. In: *Med Phys* 2 (1975), Nr. 6, S. 307–20
- [102] MCCULLOUGH, E. C. ; HOLMES, T. W.: Acceptance testing computerized radiation therapy treatment planning systems: direct utilization of CT scan data. In: *Med Phys* 12 (1985), Nr. 2, S. 237–42
- [103] ; SPIE - The International Society for Optical Engineering (Veranst.): *Dual energy CT: How to best blend both energies in one fused image?* Bd. 6918. SPIE . – 691803 S.
- [104] MORGENTHALER, D. G. ; BROOKS, R. A. ; TALBERT, A. J.: Noise factor of a polyenergetic x-ray beam in computed tomography. In: *Phys Med Biol* 25 (1980), Nr. 2, S. 251–9
- [105] OPPELT, A. : *Imaging Systems for Medical Diagnostics: Fundamentals, Technical Solutions and Applications for Systems Applying Ionizing Radiation, Nuclear Magnetic Resonance and Ultrasound*. Publicis Corporate Publishing, 2005. – ISBN 3895782262
- [106] PARKER, R. P. ; HOBDAV, P. A. ; CASSELL, K. J.: The direct use of CT numbers in radiotherapy dosage calculations for inhomogeneous media. In: *Phys Med Biol* 24 (1979), Nr. 4, S. 802–9
- [107] PETZOLD, W. : *Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz*. 1. Auflage. Stuttgart : Teubner, 1983
- [108] PHELPS, M. E. ; HOFFMAN, E. J. ; TER-POGOSSIAN, M. M.: Attenuation coefficients of various body tissues, fluids, and lesions at photon energies of 18 to 136 keV. In: *Radiology* 117 (1975), Nr. 3 Pt 1, S. 573–83
- [109] PIETSCH, H. ; KRAUSS, B. ; SEDLMAIR, M. ; JOST, G. ; GRASRUCK, M. ; FLOHR, T. : *Optimization of Contrast Agents for Dual Energy CT*, 2006
- [110] PLOWMAN, P. N.: Clinical pharmacology of platinum complexes and their possible usefulness outside oncology. In: *Agents Actions* 13 (1983), Feb, Nr. 1, S. 88–90

- [111] QIANG, L. : *The utility of x-ray dual-energy transmission and scatter technologies for illicit material detection*, Faculty of the Virginiana Polytechnic Institute and State University, Doctor of philosophy in Computer Engineering, 1999
- [112] RAO, B. V. ; RAJU, M. L. ; NARASIMHAM, K. L. ; PARTHASARADHI, K. ; RAO, B. M.: Interaction of low-energy photons with biological materials and the effective atomic number. In: *Med Phys* 12 (1985), Nr. 6, S. 745–8
- [113] RAO, P. S. ; GREGG, E. C.: Attenuation of monoenergetic gamma rays in tissues. In: *Am J Roentgenol Radium Ther Nucl Med* 123 (1975), Nr. 3, S. 631–7
- [114] REINHART, C. : *Zwei-Spekten Computertomographie*, Institut für Medizinische Physik, Diss., 2007
- [115] REISER, M. ; KUHN, F.-P. K. ; DEBUS, J. ; REISER, M. (Hrsg.): *Radiologie*. 2. 2007. – 760 S.
- [116] REMY-JARDIN, M. ; DEQUIEDT, P. ; ERTZBISCHOFF, O. ; TILLIE-LEBLOND, I. ; BRUZZI, J. ; DUHAMEL, A. ; REMY, J. : Safety and effectiveness of gadolinium-enhanced multi-detector row spiral CT angiography of the chest: preliminary results in 37 patients with contraindications to iodinated contrast agents. In: *Radiology* 235 (2005), Nr. 3, S. 819–26
- [117] RÜHRNSCHOPF, E.-P. ; KRAUSS, B. ; SEDLMAIR, M. ; STIERSTORFER, K. : Lineare, rauschabhängige Mischung von Dual-Energie-CT-Bildern zur Optimierung des CNR / Siemens Healthcare. 2008. – Forschungsbericht
- [118] ROESSL, E. ; ZIEGLER, A. ; PROKSA, R. : On the influence of noise correlations in measurement data on basis image noise in dual-energylike x-ray imaging. In: *Med Phys* 34 (2007), Mar, Nr. 3, S. 959–966
- [119] RUSKE, G. : *Automatische Spracherkennung*. 2. verb. u. erw. Aufl. Oldenbourg, 1994
- [120] RUSSELL, L. B. ; FIKE, J. R. ; CANN, C. E. ; SÜSSKIND, C. : Dual energy CT scanning for analysis of brain damage due to X-irradiation. In: *Ann Biomed Eng* 12 (1984), Nr. 1, S. 15–28
- [121] RUTHERFORD, R. A. ; PULLAN, B. R. ; ISHERWOOD, I. : Measurement of effective atomic number and electron density using an EMI scanner. In: *Neuroradiology* 11 (1976a), Nr. 1, S. 15–21

- [122] RUTHERFORD, R. A. ; PULLAN, B. R. ; ISHERWOOD, I. : X-ray energies for effective atomic number determination. In: *Neuroradiology* 11 (1976b), Nr. 1, S. 23–8
- [123] RUTT, B. ; FENSTER, A. : Split-filter computed tomography: a simple technique for dual energy scanning. In: *J Comput Assist Tomogr* 4 (1980), Nr. 4, S. 501–9
- [124] RUZSICS, B. ; SURANYI, P. ; LEE, H. ; NGUYEN, S. ; ZWERNER, P. ; FLOHR, T. ; COSTELLO, P. ; SCHOEPF, U. : Dual-energy CT of the heart for coronary CTA and myocardial blood pool analysis: Initial experience. In: *European Radiology Supplements*, 2008
- [125] SANDBORG, M. ; CHRISTOFFERSSON, J. O. ; CARLSSON, G. A. ; ALMÉN, T. ; DANCE, D. R.: The physical performance of different x-ray contrast agents: calculations using a Monte Carlo model of the imaging chain. In: *Phys Med Biol* 40 (1995), Jul, Nr. 7, S. 1209–1224
- [126] SCHOEPF, U. J.: DSCT in acute chest pain without heart rate control. In: *European Radiology Supplements* Bd. 18, 2008
- [127] SEIBERT, J. A.: X-ray imaging physics for nuclear medicine technologists. Part 1: Basic principles of x-ray production. In: *J Nucl Med Technol* 32 (2004), Sep, Nr. 3, S. 139–147
- [128] SEIBERT, J. A. ; BOONE, J. M.: X-ray imaging physics for nuclear medicine technologists. Part 2: X-ray interactions and image formation. In: *J Nucl Med Technol* 33 (2005), Mar, Nr. 1, S. 3–18
- [129] SHRIMPTON, P. C.: Electron density values of various human tissues: in vitro Compton scatter measurements and calculated ranges. In: *Phys Med Biol* 26 (1981), Nr. 5, S. 907–11
- [130] SIDKY, E. Y. ; ZOU, Y. ; PAN, X. : Impact of polychromatic x-ray sources on helical, cone-beam computed tomography and dual-energy methods. In: *Physics in Medicine and Biology* 49 (2004), Jun., S. 2293–2303
- [131] SOSNA, J. ; AMIN, S. S. ; PLANER, D. ; ALTMAN, A. ; LIBSON, E. : Single-source dual-energy MDCT: Effect on density and contrast volume in an experimental CTA model. In: *European Radiology Supplements* Bd. 18, 2008

- [132] SPELLER, R. D. ; BABA-HAMED, T. : A real time dual-energy probe for tissue characterization during fluoroscopy. In: *Phys Med Biol* 38 (1993), Nr. 3, S. 379–87
- [133] SPELLER, R. D. ; HORROCKS, J. A.: Photon scattering—a 'new' source of information in medicine and biology? In: *Phys Med Biol* 36 (1991), Nr. 1, S. 1–6
- [134] SPRAWLS, P. : *Physical principles of medical imaging*. 2nd. Gaithersburg, Md. : Aspen Publishers, 1993
- [135] STÜCKLE, C. ; KICKUTH, R. ; KIRCHNER, E. ; LIERMANN: Beobachtung der Dichteanstiegskurve nach intravenöser Kontrastmittelapplikation unter Verwendung eines Bolustriggerungssystems: eine Methode zur Detektion kardiovaskulärer Störungen? In: *Radiologe* 42 (2002), S. 480–484
- [136] STIERSDORFER, K. : *DRASIM*. Siemens Healthcare
- [137] STONESTROM, J. P. ; ALVAREZ, R. E. ; MACOVSKI, A. : A framework for spectral artifact corrections in x-ray CT. In: *IEEE Trans Biomed Eng* 28 (1981), Nr. 2, S. 128–41
- [138] SWENSEN, S. J. ; YAMASHITA, K. ; MCCOLLOUGH, C. H. ; VIGGIANO, R. W. ; MIDTHUN, D. E. ; PATZ, J. E. F. E. F. ; MUHM, J. R. ; WEAVER, A. L.: Lung nodules: dual-kilovolt peak analysis with CT-multicenter study. In: *Radiology* 214 (2000), Nr. 1, S. 81–5
- [139] TAKAI, M. ; KANEKO, M. : Discrimination between thorotrast and iodine contrast medium by means of dual-energy CT scanning. In: *Phys Med Biol* 29 (1984), Nr. 8, S. 959–67
- [140] TALBERT, A. J. ; BROOKS, R. A. ; MORGENTHALER, D. G.: Optimum energies for dual-energy computed tomography. In: *Phys Med Biol* 25 (1980), Nr. 2, S. 261–9
- [141] THOMAS, S. : Relative electron density calibration of CT scanner for radiotherapy treatment planning. In: *Br J Radiol* 72 (1999), S. 781–786
- [142] TOWNSEND, D. W.: Multimodality imaging of structure and function. In: *Phys Med Biol* 53 (2008), Feb, Nr. 4, S. R1–R39

- [143] VEGA-HIGUERA, F. ; KRAUSS, B. : Interactive tissue separation and visualization with dual-energy data on the GPU. In: *Medical Imaging 2008: Visualization, Image-Guided Procedures, and Modeling*. Edited by Miga, Michael I.; Cleary, Kevin R. *Proceedings of the SPIE, Volume 6918*, pp. 69182Z-69182Z-8 (2008). Bd. 6918, 2008 (Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference)
- [144] VENTER, E. ; NYANTUMBU, B. ; SOLOMON, A. ; REES, D. : Radiologic abnormalities in South African mica millers: a survey of a mica milling plant in the Limpopo Province. In: *Int J Occup Environ Health* 10 (2004), Nr. 3, S. 278–283
- [145] VETTER, J. R. ; HOLDEN, J. E.: Correction for scattered radiation and other background signals in dual-energy computed tomography material thickness measurements. In: *Med Phys* 15 (1988), Nr. 5, S. 726–31
- [146] VETTER, J. R. ; PERMAN, W. H. ; KALENDER, W. A. ; MAZESS, R. B. ; HOLDEN, J. E.: Evaluation of a prototype dual-energy computed tomographic apparatus. II. Determination of vertebral bone mineral content. In: *Med Phys* 13 (1986), Nr. 3, S. 340–3
- [147] WANG, G. ; YU, H. ; DE MAN, B. : An outlook on x-ray CT research and development. In: *Medical Physics* 35 (2008), March, Nr. 3, S. 1051–1064
- [148] WARP, R. J. ; DOBBINS, J. T.: Quantitative evaluation of noise reduction strategies in dual-energy imaging. In: *Med Phys* 30 (2003), Feb, Nr. 2, S. 190–198
- [149] WATANABE, Y. : Derivation of linear attenuation coefficients from CT numbers for low-energy photons. In: *Phys Med Biol* 44 (1999), Nr. 9, S. 2201–11
- [150] WELLS, P. N. T.: Sir Godfrey Newbold Hounsfield KT CBE. In: *Biographical Memoirs of Fellows of the Royal Society (1955-2000)* 51 (2005), S. 221–235
- [151] WHITE, D. R.: An analysis of the Z-dependence of photon and electron interactions. In: *Phys Med Biol* 22 (1977), Nr. 2, S. 219–28
- [152] WOODARD, H. Q. ; WHITE, D. R.: The composition of body tissues. In: *Br J Radiol* 59 (1986), Nr. 708, S. 1209–18

- 
- [153] YANG, N. C. ; LEICHNER, P. K. ; HAWKINS, W. G.: Effective atomic numbers for low-energy total photon interactions in human tissues. In: *Med Phys* 14 (1987), Nr. 5, S. 759–66
- [154] ZATZ, L. M.: The effect of the kVp level on EMI values. Selective imaging of various materials with different kVp settings. In: *Radiology* 119 (1976), Nr. 3, S. 683–8
- [155] ZATZ, L. M. ; ALVAREZ, R. E.: An inaccuracy in computed tomography: the energy dependence of CT values. In: *Radiology* 124 (1977), Nr. 1, S. 91–7
- [156] ZINMAN, C. ; RICHARDS, G. A. ; MURRAY, J. ; PHILLIPS, J. I. ; REES, D. J. ; GLYN-THOMAS, R. : Mica dust as a cause of severe pneumoconiosis. In: *Am J Ind Med* 41 (2002), Feb, Nr. 2, S. 139–144
- [157] ZVEI: Elektromedizin - Daten und Trends 2005 / ZVEI Medizinische Technik. 2005. – Forschungsbericht



# Lebenslauf

Name	Martin Sedlmair
Geburtsdatum	23. Februar 1977
Geburtsort	München
Familienstand	ledig

## **Schulischer Werdegang**

1983-1987	Grundschule Markt Schwaben
1987-1989	Hauptschule Markt Schwaben
1989-1993	Staatliche Realschule Markt Schwaben
1993-1997	Ausbildung zum Telekommunikationselektroniker
1997-1999	Staatliche Berufsoberschule in München
1998-2006	Softwareentwickler bei belenus GmbH
1999-2005	Studium der Elektrotechnik an der Technischen Universität München
2005-2009	Promotion bei Siemens Healthcare und an der Ludwig-Maximilians-Universität München