

2

Grundlagen der Computertomographie

Die Aufgabe der Bildrekonstruktion in der Computertomographie stellt ein so genanntes inverses Problem dar: Aus den Messungen eines durch Materie geschwächten Röntgenstrahls (Wirkung) soll auf den örtlichen Verlauf der Röntgen-Absorption (Ursache) geschlossen werden [Lou89, Nat01, NW01]. Die physikalischen Grundlagen der Computertomographie basieren auf der Wechselwirkung von Röntgenstrahlung und Materie. Da der Schwerpunkt der Arbeit in der Reduzierung von Artefakten liegt, die nicht durch die Physik des röntgentomographischen Aufnahmeverfahrens bedingt sind, wird auf die physikalischen und technischen Grundlagen der Röntgentechnik nicht eingegangen. Diese können den Standardwerken wie [Hal95, BS96a, BS96b] entnommen werden. Auch die Beschreibung der mathematischen Rekonstruktionsmethoden ist im Folgenden auf die wesentlichen Punkte und die für diese Arbeit relevanten Algorithmen beschränkt. Eine ausführliche Darstellung der Rekonstruktionsalgorithmen ist z. B. in [KS88, Nat01] zu finden.

Dank dem großen Durchdringungsvermögen der Röntgenstrahlen und deren materialspezifischen Abschwächung, entsteht beim Durchstrahlen eines Objektes aus einer Richtung ein Schattenbild der inneren Strukturen. Auf Grundlage eines Bildes kann jedoch nichts über die räumliche Verteilung der Abschwächungen gesagt werden, da nur die Summen der Schwächungskoeffizienten zur Verfügung stehen. Durch die Betrachtung eines Objektes von allen Seiten kann aber die Information über die dreidimensionale Verteilung der Strukturen gewonnen werden. Dies entspricht der Erstellung mehrerer Gleichungen, die die verschiedenen Kombinationen der gesuchten Schwächungskoeffizienten enthalten. Bei ausreichender Anzahl solcher

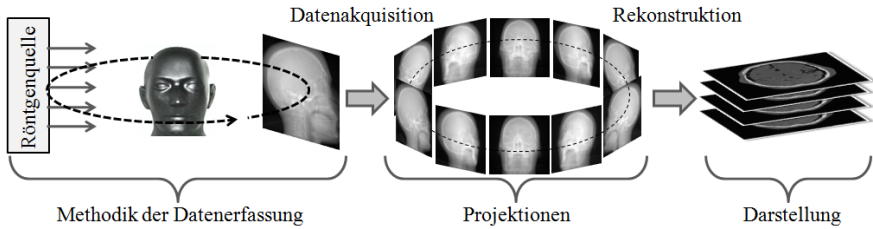


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Datenerfassung und der Lösung des inversen Problems.

Gleichungen aus unterschiedlichen Blickwinkeln kann das Gleichungssystem mit den Unbekannten Schwächungskoeffizienten μ_k gelöst werden.

Die Idee ist also, Röntgenbilder des gleichen Objektes aus mehreren Richtungen zu erstellen, die für die Wiederherstellung der räumlichen Verteilung der Objektstrukturen verwendet werden können. Dafür werden die Röntgenquelle und der Detektor um das zu untersuchende Objekt auf einer, meist kreisförmigen Trajektorie rotiert. In den äquidistanten Winkelabschnitten $\Delta\gamma$ werden die einzelnen Messungen der detektierten Intensitäten I_{γ_i} durchgeführt, wobei γ_i die Winkelposition des Quelle-Detektor-Systems auf deren Bewegungsbahn bezeichnet. Für die Rotation mit dem Winkelinkrement $\Delta\gamma$ gilt $\gamma_i = \gamma_1 + (i - 1)\Delta\gamma$, $i = 1, 2, \dots, n$. Damit werden die Schwächungskoeffizienten des Objektes entlang der Strahlen auf die Detektorfläche projiziert. Entsprechend werden die zu einem Aufnahmewinkel zugehörigen Messdaten als Projektionen bezeichnet. In Abbildung 2.1 ist diese Methodik der Datenerfassung schematisch dargestellt. Die dargestellten Projektionsdaten wurden aus verschiedenen um das Objekt verteilten Projektionsrichtungen gemessen.

Aus den Projektionssummen $\{p_{\gamma_1}, p_{\gamma_2}, \dots, p_{\gamma_i}, \dots\}$ kann durch unterschiedliche Vorgehensweisen eine Lösung des inversen Problems bestimmt und dadurch die räumliche Verteilung der Schwächungskoeffizienten rekonstruiert werden (weitere Einzelheiten werden im Abschnitt über tomographische Rekonstruktionen beschrieben). Die Schwächungskoeffizienten werden in der Computertomographie meist in sogenannte CT-Zahlen umgerechnet und als Grauwerte kodiert, um die visuelle Darstellung des untersuchten Objektes zu ermöglichen. Der Wertebereich der CT-Zahlen umfasst 4096 Graustufen (-1024 HU bis +3071 HU). Das menschliche Auge ist jedoch nur in der Lage, etwa 40 bis maximal 100 Graustufen zu differenzieren. Deshalb bedient man sich bei der CT der so genannten Fensterung. Je nach Art der Anwendung wird ein Wertebereich der CT-Zahlen (Fenster) ausgewählt, dem der ganze Graustufenbereich des Bildes zugeordnet wird. Werte, die oberhalb des Fensters liegen, werden weiß dargestellt, Werte die unterhalb des Fensters liegen

schwarz. Auf diese Weise erhält man eine Kontrastanhebung, die umso stärker ist, je enger das Fenster ist.

In der Regel setzt sich eine 3D-Rekonstruktion aus Einzelschnitten zusammen, die quer durch das Objekt verlaufen (Schnittbildverfahren). So kann für jedes Volumenelement des Objektes (sog. Voxel, dies entspricht einem dreidimensionalen Pixel) der Absorptionsgrad μ_k dargestellt werden. Die Bestimmung der Absorptionskoeffizienten ist ein im Sinne von Hadamard schlecht gestelltes Problem [Lou89]. Die Lösung hängt nicht stetig von den Eingangsdaten ab, und damit ist die Stabilitätsbedingung verletzt. Außerdem tragen Messfehler dazu bei, dass die Existenz und die Eindeutigkeit einer Lösung nicht gewährleistet werden kann. Ausführliche theoretische Hintergründe und Methoden zur Handhabung schlecht gestellter Probleme sind in [Vog02, Tik95] näher beschrieben.

Die bekannten Rekonstruktionsverfahren können in drei primäre Gruppen unterteilt werden: algebraische, statistische und analytische Verfahren. Ein Überblick über die verschiedenen algebraischen und statistischen Rekonstruktionsalgorithmen ist unter anderem in [NW01, Buz08, Zen10, JW01, LC84, Bru02, Tof96] zu finden. Die durch Verwendung von algebraischen und statistischen Rekonstruktionsverfahren entstehenden Schichtbilder weisen in der Regel eine bessere Qualität auf, als bei der Verwendung von analytischen Verfahren. Ein Nachteil dieser Methoden ist ihre Zeit- und Speicherintensität. Aufgrund der steigenden Leistungsfähigkeit der Computer ist es inzwischen jedoch möglich, diese Verfahren für 2D-Rekonstruktionen in der Praxis zu verwenden. Allerdings sind die analytische Verfahren nach wie vor die meist verwendeten Methoden in der Computertomographie. Als weiterführende Literatur können die Arbeiten [SOM⁺06, Man92] empfohlen werden. Da die vorliegende Arbeit auf der Anwendung der analytischen Rekonstruktion basiert, wird im Folgenden auf diese Rekonstruktionsart detailliert eingegangen.

2.1 Parallelstrahlgeometrie

Die ersten CTs bestanden aus einer Röntgenquelle, die einen eng fokussierten Strahl erzeugt, und einem, auf der gegenüberliegenden Seite befindlichen, einzelnen Detektor. Die Quelle und der Detektor wurden parallel zueinander linear verschoben. Diese Art der CTs ist wichtig für die vorliegende Arbeit, da sie die Grundlage für die Rekonstruktionsverfahren bildet. Aufgrund der erzeugten, parallel zueinander verlaufenden Strahlen wird diese Art der Datenakquisition *Parallelstrahlgeometrie* genannt. In Abbildung 2.2 ist diese Vorgehensweise an einem Beispiel verdeutlicht. Durch die Verschiebung der Röntgenquelle werden mehrere parallele Strahlen erzeugt, deren Verlauf eine Ebene des Objektes definiert. Um die Wege der Strahlen und die Geometrie der Datenakquisition beschreiben zu können, werden im Folgenden zwei Koordinatensysteme definiert. Das zu untersuchende Objekt ist bezüglich eines

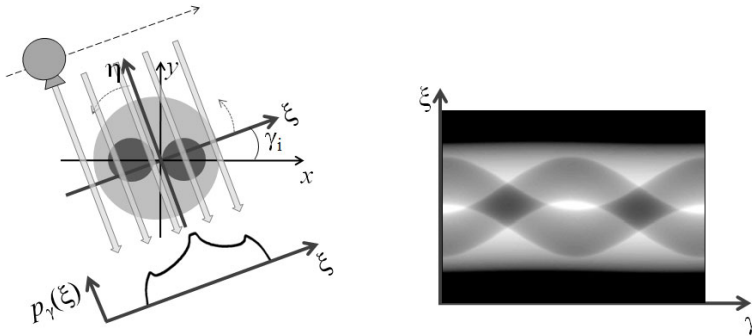


Abbildung 2.2: Links ist eine Schicht des Objektes mit dem Objekt- und Quelle-Detektor-Koordinatensystem zu sehen. Bei Rotation γ_i des Quelle-Detektor-Systems entsteht nach dem sequenziellen Verschieben der Quelle und des Detektors eine 1D-Projektion $p_\gamma(\xi)$, die aus den Projektionssummen der parallel verlaufenden Strahlen besteht. Die Radontransformation der Parallelstrahlgeometrie ist rechts dargestellt, wobei $0 \leq \gamma \leq 360$ gilt.

festen Objekt-Koordinatensystems (x, y) definiert, das auch *Weltkoordinatensystem* genannt wird. Dessen Position und Orientierung ändert sich während des Akquisitionsprozesses nicht. Das so genannte Quelle-Detektor-System (η, ξ) ist fest mit Röntgenquelle und Detektor verbundenen und rotiert zusammen mit der Quelle und dem Detektor um das Objekt. Für jeden Drehwinkel γ_i , der ein Winkel zwischen dem Weltkoordinatensystem (x, y) und dem rotierenden Koordinatensystem (η, ξ) bezeichnet und *Projektionswinkel* genannt wird, werden alle Projektionsintegrale (bei der diskreten Betrachtungsweise Projektionssummen) entlang der Strahlenwege gemessen und bilden eine 1D-Projektion $p_{\gamma_i}(\xi)$, wobei ξ die entsprechende Verschiebung des Detektors ist. $p_{\gamma_i}(\xi)$ entspricht einer 1D- Röntgenaufnahme von einer Schicht des Objektes. Durch die Drehung von Quelle und Detektor entsteht eine Reihe von Projektionen $p_\gamma(\xi) = \{p_{\gamma_1}(\xi), p_{\gamma_2}(\xi), p_{\gamma_3}(\xi), \dots\}$. Da bei der Drehung des Quelle-Detektor-Systems um 180° die einzelnen diskreten Röntgenstrahlen auf dem gleichen Weg das Objekt durchdringen (wenn keine zusätzliche Verschiebung des Detektorelements stattfindet [Buz04]), gilt $p_\gamma(\xi) = p_{\gamma+180^\circ}(\xi)$. Durch Fortsetzung der Rotation über 180° kann keine neue Information gewonnen werden. Die Projektionen $p_\gamma(\xi)$ für alle γ_i ergeben die zweidimensionale (2D) *Radontransformierte der Parallelstrahlgeometrie* des Objektes. Der so genannte Radonraum wird somit durch die Basisvektoren ξ und γ aufgespannt. Typischerweise wird die Radontransformierte eines Objektes im Radonraum wie in Abbildung 2.2 rechts abgebildet dargestellt. Ein Punkt des Objektes außerhalb des Drehzentrums wird so auf den

Detektor projiziert, dass seine Position im Radonraum mit variierenden Winkeln eine Sinuskurve beschreibt. Aus diesem Grund wird eine solche Darstellung der Radontransformierten auch als *Sinogramm* bezeichnet.

Die ursprüngliche Verteilung der Schwächungskoeffizienten $f(x, y)$ kann aus den fouriertransformierten Projektionen in Polarkoordinaten durch die doppelte Integration gewonnen werden:

$$f(x, y) = \int_0^\pi \int_0^\infty P_\gamma(q) e^{2\pi i q \xi} |q| dq d\gamma \quad (2.1)$$

Die Multiplikation des Spektrums $P_\gamma(q)$ mit $|q|$ stellt dabei eine Hochpassfilterung der Projektionen dar. Dadurch werden die Kanten der Ursprungsfunktion gestärkt und die Mittelung, die durch Integration entlang eines Strahls stattfindet, wird ausgeglichen. Gleichung 2.1 liefert somit eine genaue Anleitung, wie aus den gemessenen Projektionen $p_\gamma(\xi)$ bzw. deren Fouriertransformierten $P_\gamma(q)$ die ursprüngliche Funktion $f(x, y)$ gewonnen werden kann. Die meisten Rekonstruktionsimplementierungen heutiger CTs verfolgen diese Vorgehensweise.

Die Multiplikation mit dem Hochpassfilter im Frequenzbereich kann durch die Faltung im Ortsbereich ersetzt werden. So dass gilt

$$f(x, y) = \int_0^\pi \left\{ \int_0^\infty P_\gamma(q) e^{2\pi i q \xi} |q| dq \right\} d\gamma = \int_0^\pi h_\gamma(\xi) d\gamma, \quad (2.2)$$

wobei

$$h_\gamma(\xi) = p_\gamma(\xi) * g(\xi)$$

und

$$g(\xi) = \int_0^\infty |q| e^{2\pi i q \xi} dq.$$

Durch die Diskretisierung der Projektionen, ist das Spektrum einer Projektion periodisch und die Anwendung der Gewichtungsfunktion nur im Intervall $[-Q, Q]$ und bei der räumlichen Abtaste von $\Delta\xi = (2Q)^{-1}$ sinnvoll. Deswegen wurde von G. N. Ramachandran und A. V. Lakshminarayanan [RL71] vorgeschlagen, die Hochpassfilter durch eine Rechteckfunktion zu begrenzen

$$G(q) = |q| \text{rect}(q). \quad (2.3)$$

So wird verhindert, dass die stärksten Frequenzen, die vor allem das Rauschen enthalten, mit $|q|$ verstärkt werden. Eine Filterung mit der Ramachandran- und der

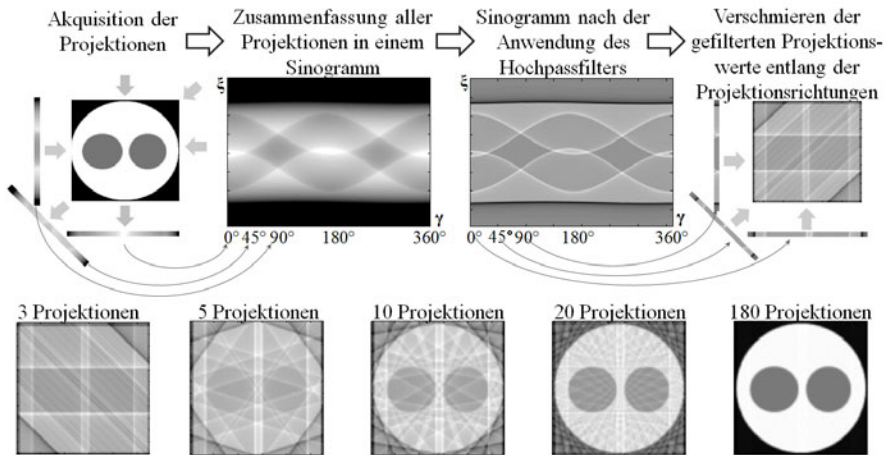


Abbildung 2.3: Es ist eine schematische Darstellung der Entstehung eines Sinogramms und Rekonstruktion eines Objektes aus den Projektionsdaten durch die Verwendung der gefilterten Rückprojektion dargestellt. In der unteren Reihe wurde die Abhängigkeit zwischen der Anzahl verwendeter Projektionen und der Rekonstruktionsqualität verdeutlicht.

Lakshminarayanan-Funktion $G(q)$ entspricht einer Faltung im Raumbereich mit der inversen Fouriertransformierten $g(\xi)$, $G(q) \circ \bullet g(\xi)$. Da letztere hochfrequente Schwingungen aufweist, entstehen in Regionen mit starken Kontrastunterschieden oszillierende Intensitätswerte. Da die Überschwinger im Ortsbereich durch die scharfe Begrenzung im Frequenzraum entstehen, können die Artefakte durch die Verwendung eines abgeflacht auslaufenden Fensters im Frequenzraum reduziert werden. Filter wie z. B. Hamming oder Shepp und Logan Filter adressieren dieses Problem. Der theoretischer Hintergrund und die anwendungsorientierte Sichtweise über die Verwendung von weichen Funktionen können [NW01, Bru02, Buz08] entnommen werden.

In Abbildung 2.3 wurden die einzelnen Schritte des Rekonstruktionsverfahrens zusammengefasst. Dabei entspricht die Verteilung der Projektionswerte entlang der Projektionsrichtung einem Integrationsschritt. Zur Verdeutlichung der Entstehung der rekonstruierten Bilder, sind in der unteren Reihe die Rekonstruktionsergebnisse bei Verwendung unterschiedlicher Anzahl der Projektionen dargestellt. Gerade bei den Beispielen mit wenigen Projektionen sind die einzelnen Integrationsschritte (Versmieren der Projektionswerte) und die dadurch erreichte Entstehung einer Rekonstruktion deutlich zu erkennen.

Die vorgestellte Methode stellt ein Standardverfahren der Bildrekonstruktion für die Computertomographie dar und wird oft mit dem englischen Namen *Filtered Back Projection* (FBP) bezeichnet. Der Vorteil von FBP ist die Möglichkeit der effizienten Implementierung. Im Gegensatz zu den algebraischen Verfahren, weisen solche Methoden eine für den Einsatz in der klinischen Praxis akzeptable Laufzeit auf. Eine weitere Beschleunigung des Rekonstruktionsprozesses kann unter anderem durch Verwendung programmierbarer Graphikkarten (GPUs) erreicht werden (siehe z. B. [XM07]).

Die analytischen Verfahren und damit auch die FBP benötigen vollständige Projektionsdaten, um eine artefaktfreie Rekonstruktion zu gewährleisten. Es wurden diverse Strategien entwickelt, um die abgeschnittenen Projektionen (wie im Fall von verwendetem Dental-CT) so zu ergänzen, dass Artefakte minimiert werden [Hsi04, HL80, OFS⁺00]. In [Nat01] und [NW01] wurden verschiedene mathematische Aspekte der Rekonstruktion unter Verwendung unvollständiger Projektionen diskutiert, unter anderem die Eindeutigkeit und die Stabilität der Lösungen. Die in dieser Arbeit verwendete Vorgehensweise in Form einer Extrapolation der Projektionen wird in Abschnitt 3.5 detailliert beschrieben.

2.2 Fächerstrahlgeometrie

Bei der fächerförmigen Ausbreitung der Röntgenstrahlen, bilden die erzeugten Projektionen $p_\theta(\xi) = \{p_{\theta_1}(\xi), p_{\theta_2}(\xi), p_{\theta_3}(\xi), \dots\}$ die *Radontransformation der Fächerstrahlgeometrie* (Abbildung 2.4 rechts). Die Ähnlichkeit mit der Radontransformation der Parallelstrahlgeometrie beruht darauf, dass die in Fächerstrahlgeometrie erzeugten Strahlen in der Parallelstrahlgeometrie ebenfalls vorhanden sind, allerdings unter anderen Projektionswinkeln und auf anderen Positionen des Detektors. Dies wird durch Abbildung 2.5 verdeutlicht. Die dick gezeichneten, parallelen Strahlen werden sowohl links in der Parallelstrahlgeometrie, als auch rechts in der Fächerstrahlgeometrie erzeugt. Da der Strahlweg durch das Objekt in beiden Geometrien der gleiche ist und entsprechend das dazugehörige Schwächungsintegral denselben Wert hat, lediglich der Projektionswinkel und die Position, an der der entsprechende Detektor getroffen wird, in beiden Geometrien unterscheiden, kann ein Sinogramm der Fächerstrahlgeometrie in ein Sinogramm der Parallelstrahlgeometrie umsortiert werden. Dieses Umsortieren von Messwerten wird *Rebinning* genannt.

Der Rebinningprozess kann in die FBP der Parallelstrahlgeometrie integriert werden [CTZ⁺06, KS88, PY03]. Dafür wird in der Gleichung 2.2 die Koordinatentransformation zwischen beiden Geometrien

$$p_\gamma(\xi) \rightarrow \phi_\theta(\xi) \Big|_{\substack{\xi=\xi_{\text{FCD}} \left(\sqrt{\xi^2 + \text{FCD}^2} \right)^{-1} \\ \gamma=\theta + \arctan(\xi/\text{FCD})}} \quad (2.4)$$

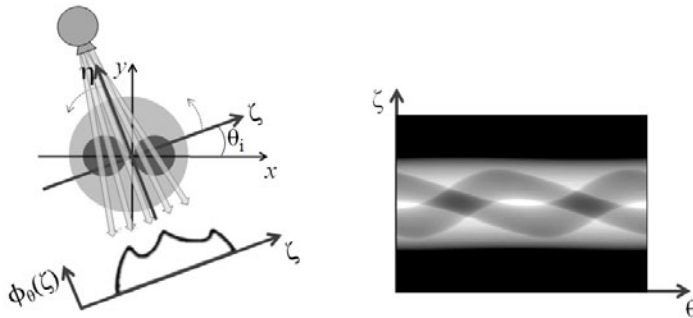


Abbildung 2.4: Links ist ein Beispiel der Fächerstrahlgeometrie dargestellt. Es sind eine Schicht des Objektes und Objekt- und Quelle-Detektor-Koordinatensysteme, Projektionswinkel θ_i und die Projektionssumme $\phi_\theta(\zeta)$ dargestellt. Rechts ist die Radontransformation der Fächerstrahlgeometrie, $0 \leq \theta \leq 360$ zu sehen.

durchgeführt. Dabei stellt FCD (engl. Focus Center Distance) den Abstand zwischen Quelle und dem Rotationszentrum dar. Nach einigen Umformungsschritten kann die Bestimmung von $f(r, \delta)$ in Polarkoordinaten als

$$h_\theta(\zeta) = \frac{1}{2} \left(\phi_\theta(\zeta) \frac{\text{FCD}}{\sqrt{\zeta^2 + \text{FCD}^2}} \right) * g(\zeta) \text{ und } f(r, \delta) = \int_0^{2\pi} \frac{\text{FCD}^2}{U^2} h_\theta(\zeta) d\theta \quad (2.5)$$

dargestellt werden. Dabei werden die Punkte $(x, y)^T = \mathbf{r}$ durch ihren Abstand r zum Drehzentrum und durch den Winkel δ zur x -Achse des Weltkoordinatensystems gekennzeichnet (Abbildung 2.8 a). U ist dabei die Projektion des Abstandes zwischen der Quelle und dem aktuellen Punkt auf dem Zentralstrahl. Der wesentliche Unterschied zur Vorgehensweise bei der Parallelstrahlgeometrie besteht also in der zusätzlichen Gewichtung der Projektionswerte vor der Hochpassfilterung und einer weiteren Gewichtung vor der Integration über die Projektionswinkel. Die Notwendigkeit solcher Gewichtung stellt einen Nachteil dieser Methode dar. Da die Gewichtungsfaktoren sowohl vom Projektionswinkel θ , als auch von der Position \mathbf{r} abhängen, ist auch die direkte Rekonstruktion rechnerisch aufwendig [Bes99, Pan99]. Die Gewichtungsfaktoren werden auch häufig als ein Grund für die Verstärkung von Rauschen gesehen [ZLNC04].

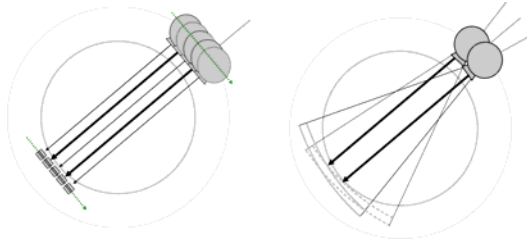


Abbildung 2.5: Hier wurde der Zusammenhang zwischen den Strahlen der Parallelstrahl- und Fächerstrahlgeometrie verdeutlicht. Die dick abgebildeten Strahlen der Parallelstrahlgeometrie (links) sind auch in der Fächerstrahlgeometrie (rechts) zu finden (mit freundlicher Genehmigung von T. M. Buzug [Buz04]).

2.3 Kegelstrahlgeometrie

Eine Diskretisierung in einzelne Strahlen findet durch die diskrete Form der verwendeten Detektoren statt und durch die Verwendung der Kollimatoren. Letztere werden überwiegend für die Reduktion der unnötigen Strahlung, welche nicht durch den Detektor erfasst werden können, verwendet. Während bei der Parallelstrahlgeometrie der Röntgenkegelstrahl mit Hilfe von Kollimatoren tatsächlich auf einen einzelnen Röntgenstrahl reduziert werden muss, ist bei der Fächerstrahlgeometrie hauptsächlich eine Begrenzung des Kegels in vertikale Richtung nötig. Mit der Weiterentwicklung der Detektoren wurde es möglich, Detektoren zu bauen, die aus mehreren in vertikale und horizontale Richtung angeordneten Detektorelementen bestehen (Flächendetektoren), so dass die Strahlung des kompletten von der Röntgenröhre erzeugten kegelförmigen Röntgenstrahlung verwendet werden kann und keine Begrenzung auf eine Objektschicht nötig ist. In Abbildung 2.6 (links) ist die Geometrie einer solchen Datenakquisition schematisch dargestellt. Die Röntgenquelle rotiert, analog zur Fächerstrahlgeometrie, um das untersuchte Objekt auf einer festen und in der Regel kreisförmigen Bahn. Die kontinuierliche kegelförmige Strahlung kann auch als Bündel der einzelnen diskreten Strahlen (durch die diskrete Form der Datenerfassung bedingt) betrachtet werden. Gegenüber der Röntgenquelle befindet sich ein zweidimensionaler Detektor. Somit werden nicht nur die Projektionsintegrale der Strahlen erfasst, die eine Schicht des Objektes durchdringen, sondern ebenfalls Strahlen durch umliegende Bereiche des Objektes. Diese zusätzliche Erfassung weiterer Bereiche ist abhängig vom Öffnungswinkel des Kegels. Damit kann ohne Verschiebung der Röntgenquelle entlang des Objektes, wie es bei Parallel- oder Fächerstrahlgeometrie noch notwendig war, ein aus mehreren Schichten bestehendes Objektvolumen rekonstruiert werden. Die Datenakquisition der Kegelstrahlgeometrie ist nicht nur schneller als bis jetzt vorgestellte Verfahren, sondern kann auch die emittierte Strah-

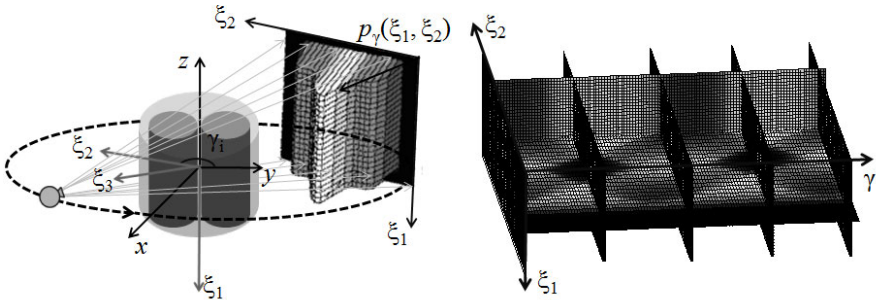


Abbildung 2.6: Links sind die geometrischen Verhältnisse der Kegelstrahlgeometrie schematisch dargestellt: Die von der Röntgenquelle erzeugte Strahlung wird auf der anderen Seite des Objektes mit einem 2D-Detektor, der (ξ_1, ξ_2) -Koordinatensystem hat, erfasst. Das Objektkoordinatensystem (schwarz) bleibt fix, während das Quelle-Detektor-Koordinatensystem (grau) entsprechend der Bewegung der Quelle und des Detektor rotiert. Für jeden Projektionswinkel γ_i werden die Projektionssummen $p_{\gamma_i}(\xi_1, \xi_2)$ erfasst. Rechts sind die einzelnen Schichten des 3D-Sinogramms der Kegelstrahlgeometrie dargestellt, wobei $0 \leq \gamma \leq 360$ ist.

lung besser verwenden, da keine Abschirmung der Teile der Strahlung durch die Kollimation stattfindet.

Analog zu den anderen Geometrien ist bei der Kegelstrahlgeometrie das zu untersuchende Objekt bezüglich eines festen Objekt-Koordinatensystems (x, y, z) gegeben, das als Weltkoordinatensystem bezeichnet wird (Abbildung 2.6, links). Das Quelle-Detektor-System (ξ_1, ξ_2, ξ_3) ist fest mit der Röntgenquelle und dem Detektor verbunden und rotiert um das Objekt. Für jeden Drehwinkel γ_i werden alle Projektionsintegrale, bzw. im diskreten Raum Projektionssummen entlang der Strahlenwege gemessen, wodurch eine Projektion $p(\xi_1, \xi_2)$ gebildet wird. Durch ξ_1 und ξ_2 werden die Positionen der Detektorelemente bezeichnet, wobei für einen quadratischen Detektor gilt $1 \leq \xi_1, \xi_2 \leq N$ ($N \in \mathbb{N}$).

Die kegelförmige Röntgenstrahlung kann als ein Stapel mehrerer, unter verschiedener Neigungen angeordneter Fächerstrahlen betrachtet werden. Für die Strahlen, die das Objekt horizontal durchdringen und senkrecht auf den Detektor einfallen, entspricht die Situation der im vorherigen Abschnitt 2.2 beschriebenen Fächerstrahlgeometrie. Das Sinogramm $p_{\gamma}(N/2, \xi_2)$ in Abbildung 2.6 ist gleich dem der Fächerstrahlgeometrie aus Abbildung 2.4. Die Strahlen, die das Objekt nicht horizontal durchqueren, können weder bei Parallel- noch bei der Fächerstrahlgeometrie, wenn Quelle und Detektor sich auf der kreisförmigen Trajektorie bewegen, erzeugt werden. Deshalb kann in diesem Fall kein Rebinning durchgeführt werden, um die

Bewegungsdetektion und -korrektur in der
Transmissions-Computertomographie

Ens, S.

2015, XII, 249 S. 115 Abb., 29 Abb. in Farbe., Softcover

ISBN: 978-3-658-07692-4