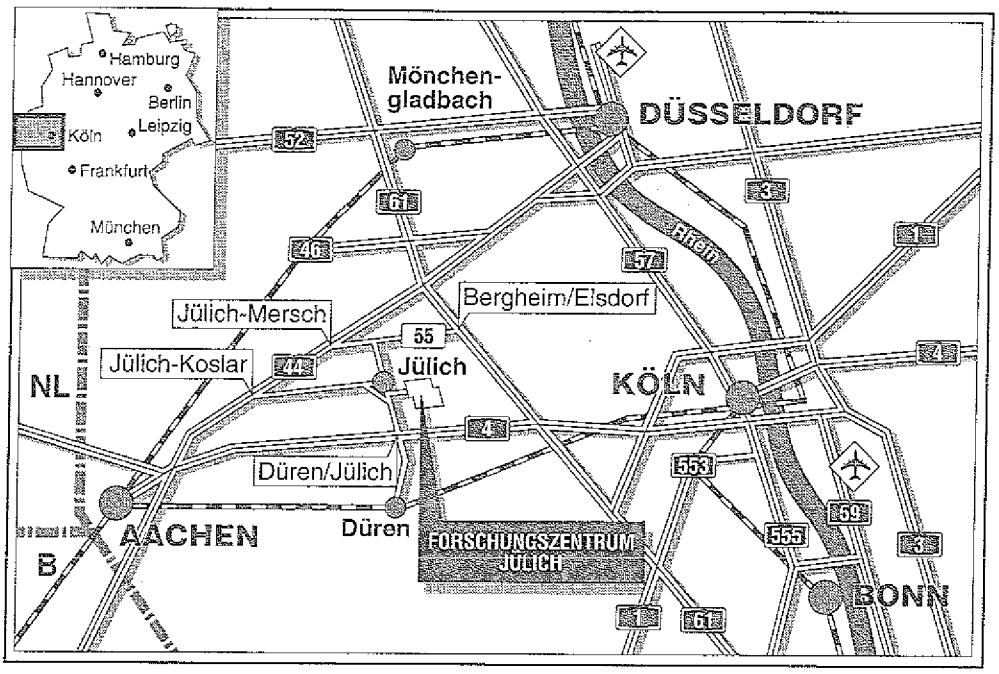
FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

Zentrallabor für Elektronik

Entwicklung eines Mikro-tomographiesystems als Zusatz für Rasterelektronenmikroskope

Gerd Fuhrmann



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2718
ISSN 0366-0885
Zentrallabor für Elektronik Jül-2718
D 82 (Diss. RWTH Aachen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
Postfach 1913 · D-5170 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Entwicklung eines Mikro-tomographiesystems als Zusatz für Rasterelektronenmikroskope

Gerd Fuhrmann

Inhaltsverzeichnis

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während eines Promotionsstipendiums am Zentrallabor für Elektronik des Forschungszentrums Jülich. Dem Leiter dieses Labors, Herrn Dr. K. D. Müller, möchte ich an dieser Stelle dafür danken, daß er während der gesamten Zeit durch die großzügige Bereitstellung von Mitteln die Voraussetzungen für ein optimales Arbeiten geschaffen hat.

Die wissenschaftliche Arbeit wurde von Anbeginn durch Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. D. Meyer-Ebrecht, Leiter des Lehrstuhls für Meßtechnik der RWTH Aachen, betreut. Dafür, für die zahlreichen, freundschaftlich geführten Diskussionen und die jederzeit gewährte Unterstützung bedanke ich mich ganz herzlich.

Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. B. Hill danke ich für sein Interesse an dieser Arbeit und für die Übernahme des Koreferates.

Mein ganz spezieller Dank gilt der gesamten Arbeitsgruppe "Digitale Signalverarbeitung" unter Leitung von Herrn Prof. Dr. H. Halling am Zentrallabor für Elektronik. Insbesondere danke ich hier Herrn Dipl.-Ing. R. Möller, der mit mir zusammen in vorweihnachtlichen Nächten Fliegenköpfe tomographierte, Herrn Dipl.-Ing. J. Vell, der dafür sorgte, daß ich immer über ein optimal ausgestattetes Rechnersystem verfügte und Herrn Z. Shuan-Ren für die oftmals gewährte mathematische Rückendeckung. Prof. Dr. Halling war mir stets ein hervorragender Betreuer und väterlicher Begleiter auf dem Weg zur Promotion, wofür ich von ganzem Herzen danke.

Schließlich möchte ich mich bei den Herren A. Krivograd von der Firma Nissei Sangyo Deutschland GmbH und Dr. E. Wallura vom Institut für Reaktorwerkstoffe des Forschungszentrums Jülich dafür bedanken, daß sie bereitwillig die in ihrer Obhut befindlichen Elektronenmikroskope für die Prototypentwicklung zur Verfügung gestellt haben.

1. Einleitung

Forschung und Entwicklung benötigen Meßverfahren und -geräte, mit deren Hilfe Zustände erfaßt werden können, die den menschlichen Sinnen nicht ohne weiteres zugänglich sind. Weil das Auge - technisch gesprochen - das menschliche Sinnesorgan mit der größten Informationskanalbreite ist, ist es nicht verwunderlich, wenn für den Menschen besonders solche wissenschaftlichen Untersuchungsverfahren von hohem Wert sind, die ihm ansonsten Verborgenes "verbildlichen". So können auch sehr komplexe Verhältnisse "mit einem Blick" erfaßt werden.

Die Mikroskopie ist ein solches bildgebendes Verfahren. Es ermöglicht dem Menschen, auch so kleine Objekte zu sehen, die er mit dem unbewaffneten Auge nicht mehr zu erkennen vermag. Mit Hilfe eines Lichtmikroskops lassen sich beispielsweise auch noch Objekte mit einem Durchmesser von etwa 1 µm unterscheiden. Soll jedoch ein millimeterdicker Untersuchungskörper in seiner gesamten dreidimensionalen Struktur mikroskopisch erfaßt werden, so offenbaren die Mikroskopieverfahren einen schwerwiegenden Nachteil: Sie können nur Darstellungen aus dem Bereich der Probenoberfläche liefern. Deshalb ist es in solchen Fällen notwendig, den Körper zerstörend zu präparieren, indem er in dünne Scheiben zerschnitten oder schichtweise abgetragen wird. Dies ist nicht nur ein langwieriger, sondern auch ein verfälschender Prozeß, weil es dabei durch die mechanische Belastung des Prüfkörpers zu Veränderungen seiner Struktur kommen kann. Oftmals verbietet der zerstörende Charakter einer solchen Präparation ihre Anwendung überhaupt.

Die Computertomographie (CT) ist ein anderes bildgebendes Verfahren, das Einblicke in das Innere eines räumlichen Körpers ermöglicht, ohne ihn dabei zerstören zu müssen. Dies geschieht nach einem zweistufigen Prinzip: Zunächst werden mit Hilfe einer durchdringenden Sondenstrahlung Informationen über das Untersuchungsobjekt gesammelt, aus denen dann in einem zweiten Schritt mit Hilfe eines Computers eine Darstellung innerer Objektstrukturen rekonstruiert wird. Mit herkömmlichen Röntgen-CT-Systemen, wie sie beispielsweise in der medizinischen Diagnostik verwendet werden, lassen sich auf diese Weise Tomogramme von inneren Körperschichten anfertigen, die ein Ortsauflösungsvermögen von maximal 5 Lp/mm besitzen. In Hinblick auf das Ortsauflösungsvermögen entsprechen sie damit den Möglichkeiten des menschlichen Auges.

Die Erweiterung des Ortsauflösungsvermögens der Röntgen-CT bis in den Leistungsbereich eines Lichtmikroskops führt zu einer neuen bildgebenden Untersuchungsmethode, der Mikrotomographie. Sie ist in der Lage, die dreidimensionale Verteilung des Röntgenschwächungskoeffizienten innerhalb der

Probe zerstörungsfrei zu ermitteln. Dabei kann die Untersuchung in erheblich kürzerer Zeit als herkömmlich mit Lichtmikroskop und Präparationsmethode durchgeführt werden. Damit bietet die Mikrotomographie bestechende Möglichkeiten in vielen Anwendungsbereichen: In der Materialforschung kann die räumliche Lage, Form und Ausdehnung von z. B. Rissen, Poren, Fremdpartikeln oder Legierungsbestandteilen quantitativ ermittelt werden. Im Bereich der Qualitätsprüfung von Mikrostrukturen ist durch die automatisierte Messung räumlicher Abweichungen der geprüften Struktur gegenüber einem Standard eine quantitative und daher objektive Qualitätsaussage möglich. Hier wirkt sich besonders günstig aus, daß das Ergebnis der Computertomographie in Form digitaler Datensätze vorliegt: So lassen sich Methoden der digitalen Bildverarbeitung unmittelbar einsetzen. Die Darstellung innerer Organe in Kleinlebewesen, die Untersuchung von Gewebeproben oder die Analyse von Mineralienanlagerungen in Knochen sind weitere Anwendungsbeispiele aus dem biologisch-medizinischen Bereich. Darüber hinaus sind Verwendungen in der Chemie (Schaumstoffe), Geologie (Porositäten von Gesteinen) oder auch Botanik (Zellstrukturen) von potentiellem Interesse. Die gesamte Palette möglicher Anwendungsfelder der Mikrotomographie ist derzeit noch nicht zu überblicken, weil es sich um ein noch junges Meßverfahren handelt und die wenigen existierenden mehr oder minder experimentellen Mikrotomographieanlagen bisher nur einige exemplarische Untersuchungen zuließen.

Eine Mikrotomographieanlage besteht aus drei wesentlichen Teilen: einer Röntgenquelle, einem ortsauflösenden Röntgendetektor und einem Computersystem. Ihre Funktion beruht auf dem bekannten Prinzip der Röntgencomputertomographie [Herman 1980]: Das Prüfobjekt wird von verschiedenen Seiten mit Röntgenstrahlung durchleuchtet und die entstehenden Schattenprojektionen werden mit Hilfe des Detektors aufgenommen. Aus der Abschwächung der Röntgenintensität durch das Objekt läßt sich das Linienintegral des totalen Röntgenschwächungskoeffizienten ermitteln; aus einem genügend großen Ensemble unabhängiger Linienintegrale wiederum kann die gesamte, dreidimensionale Verteilung des Schwächungskoeffizienten im Untersuchungskörper numerisch berechnet werden. Die Energie der in der Mikrotomographie verwendeten Röntgenstrahlung bewegt sich im Bereich von etwa 5 keV - 40 keV. Weil für diesen Röntgenenergiebereich keine röntgenoptischen Vergrößerungselemente bekannt sind (sieht man einmal von asymmetrisch geschnittenen Kristallnuten ab, die sich in der praktischen Anwendung als problematisch erwiesen haben [Nußhardt 1990]), kann die gewünschte hohe Ortsauflösung in den rekonstruierten Tomogrammen nur durch die beiden folgenden Verfahrensweisen erzielt werden:

1) Durch einen höchstauflösenden Röntgendetektor bei praktisch paralleler Röntgendurchstrahlung; Abb. 1.1.

2) Durch geometrische Vergrößerung des Röntgenschattenbildes mit Hilfe einer kegelförmigen Strahlgeometrie und Verwendung eines Röntgendetektors mit moderatem Ortsauflösungsvermögen, Abb. 1.2.

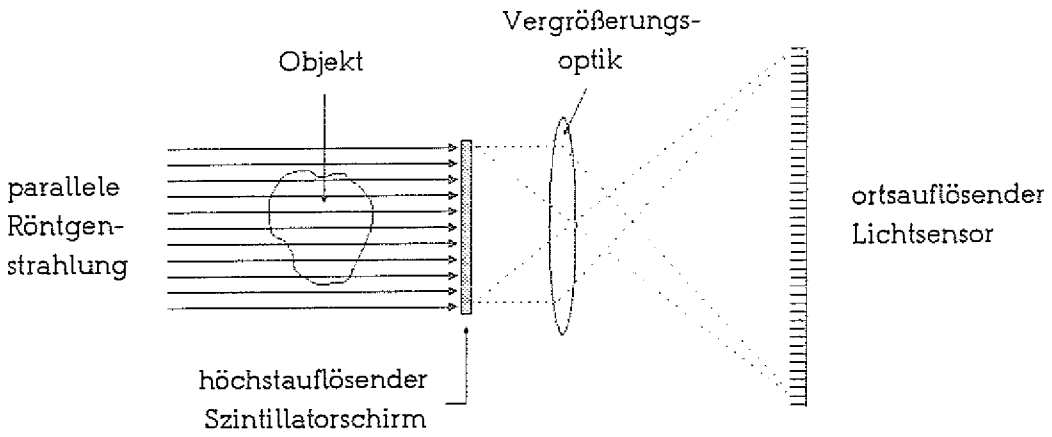


Abb. 1.1: Aufnahme von Projektionen mit Hilfe von paralleler Röntgenstrahlung und höchstauflösendem Detektor

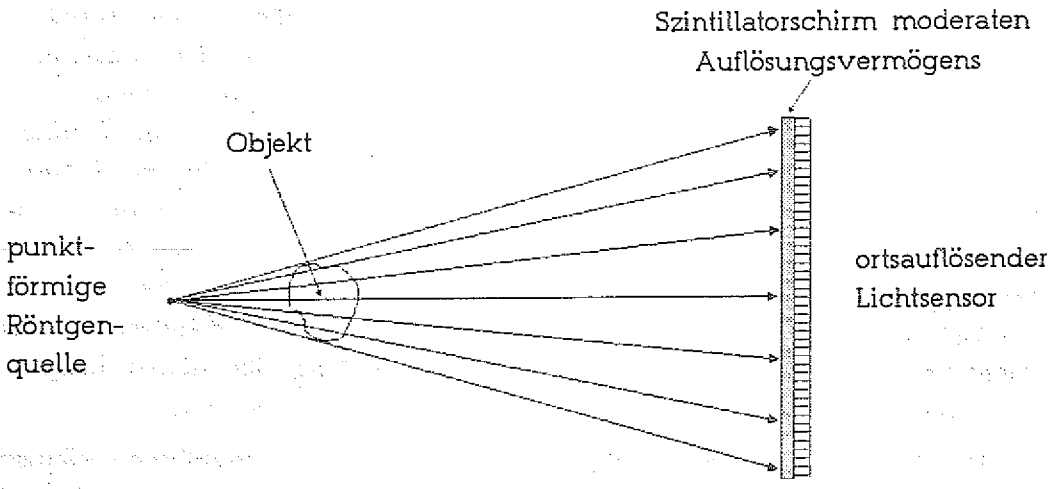


Abb. 1.2: Aufnahme von Projektionen mit Hilfe von Röntgenstrahlung kegelförmiger Strahlgeometrie und einem Detektor mittleren Auflösungsvermögens

Die Schwierigkeit bei Anwendung der zweiten Verfahrensweise liegt darin, den Durchmesser der Strahlungsquellfläche einerseits so klein zu gestalten, daß es nicht zu einer merklich unscharfen Projektion kommt, andererseits aber auch eine solche Strahlungsleistung zur Verfügung zu stellen, daß eine ausreichende Quantenstatistik der Projektionsbilder gewährleistet ist. Darüber hinaus sind Computertomographie-Algorithmen für kegelförmige Strahlgeometrien weitaus schlechter verstanden als solche für parallele Strahlung, wenn es auf die dreidimensionale Rekonstruktion des Objektes ankommt.

Grodzins hat deshalb bereits 1983 vorgeschlagen, für die Untersuchung kleinster Proben Röntgen-Synchrotronstrahlung zu verwenden [Grodzins 1983]. Diese Strahlung entsteht bei der radialen Beschleunigung sehr schnell umlaufender Elektronen in einem Synchrotron. Sie ist weitgehend parallel, besitzt eine äußerst hohe Brillanz und beinhaltet ein weites Spektrum an Strahlungsenergien, so daß auch die Einstellung verschiedener Röntgenenergien mit Hilfe eines Monochromators möglich ist. 1987 stellte eine Forschergruppe der Exxon Research and Engineering Company erste Tomographien von Kohle- und Sandsteinproben vor, die an der Brookhaven National Synchrotron Light Source entstanden und erstmals ein Ortsauflösungsvermögen von 100 Lp/mm erreichten [Flannery et al. 1987]. Später zeigte auch eine amerikanisch-deutsche Gruppe tomographische Rekonstruktionen höchster Ortsauflösung [Kinney et al. 1988], [Bonse et al. 1989] von Proben, die sowohl am Stanford Synchrotron Radiation Laboratory als auch am Hamburger Synchrotron Labor HASYLAB vermessen wurden. Sie führten vor, wie sich durch Messungen mit unterschiedlicher monoenergetischer Röntgenstrahlung das individuell verschiedene, energiespezifische Absorptionsverhalten der Elemente zur Erstellung elementselektiver Tomographien ausnutzen läßt. Durch etliche Folgeuntersuchungen mit diesen und weiteren Mikrotomographieanlagen an Synchrotron-Strahllinien wurde die Nützlichkeit des neuen Meßverfahrens untermauert, z. B. durch Untersuchungen von Katalysatorkeramiken [Nichols et al. 1989], Faserverbundwerkstoffen [Kinney et al. 1990], Lichtwellenleitern [Hirano et al. 1989], durch die quantitative Darstellung des Mineralgehaltes in Knochen [Engelke 1989] oder durch die elementspezifische Analyse von Legierungen [Nußhardt 1990]. Es stellte sich dabei aber auch bald heraus, daß neben den erwähnten Vorteilen die Verwendung eines Synchrotrons als Strahlungsquelle schwerwiegende Nachteile mit sich bringt, die die breite Anwendung des neuen Untersuchungsverfahrens in Forschung und Entwicklung in Frage stellen:

1) Durch die mangelnde Verfügbarkeit von Synchrotronstrahllinien können nur wenige ausgewählte Experimente durchgeführt werden. Massenuntersuchungen sind nicht möglich. Angesichts der hohen Investitions- und Betriebskosten für ein Synchrotron ist fraglich, ob dieser Zustand in absehbarer Zukunft behoben werden kann.

2) In der Vergangenheit besaßen vorhandene Synchrotrons hohe Ausfallzeiten. Ob die darin zum Ausdruck kommenden Unzuverlässigkeiten dieser Großforschungsgeräte zukünftig zu beherrschen sind, ist unklar.

3) Die schlechte zeitliche Konstanz der Strahlintensität und -lage erweist sich gerade für die Tomographie als sehr nachteilig.

Es wurde daher von verschiedenen Gruppen die Notwendigkeit erkannt, Mikrotomographieanlagen zu entwerfen, die im Laborrahmen zu betreiben sind [Celeste 1991], [Günnewig 1991]. Die Konzepte dieser Systeme sehen die Verwendung von Mikrofokus-Röntgenröhren mit einem Brennfleckdurchmesser von etwa 20 µm vor. Daher kommt, wenn das Ortsauflösungsvermögen des Mikrotomographiesystem in der Größenordnung von 100 Lp/mm liegen soll, eine strahlengeometrische Vergrößerung nicht in Betracht; sie würde eine untolerierbar starke Unschärfe der Projektion bewirken. Man muß sich deshalb dadurch behelfen, daß die Strahlungsquelle in einem Abstand zur Probe aufgestellt wird, der wesentlich größer als die Entfernung zwischen Probe und Detektor ist. Dann kann der Strahlengang näherungsweise als parallel angesehen werden, und die endliche Quellenausdehnung wird vernachlässigbar. Weil der Strahlungsfluß einer Röntgenröhre dem quadratischen Abstandsgesetz gehorcht (der Strahlungsfluß sinkt proportional zum Quadrat des Abstandes vom Quellpunkt), kann mit einer solchen Anordnung nur ein Bruchteil der erzeugten Röntgenleistung für die Messung verwendet werden.

In dieser Arbeit wurde für den Entwurf und Bau eines Labor-Mikrotomographiesystems im Unterschied zu den vorgenannten Entwicklungen das zweite Konzept verfolgt: Durch Verwendung einer extremen Mikrofokus-Röntgenquelle mit einem Brennfleckdurchmesser im Mikrometerbereich wird eine geometrische Vergrößerung der Objektprojektionen ermöglicht und ausgenutzt.

Computertomographen mit kegelförmigen Strahlgeometrien verlangen spezielle Algorithmen für die dreidimensionale Objektrekonstruktion. Solche Rekonstruktionsalgorithmen sind derzeit Gegenstand der Forschung und nicht allgemein bekannt. Zu Beginn der Arbeit steht daher eine Darstellung der Theorie computertomographischer Rekonstruktionsverfahren für kegelförmige Strahlgeometrien und die Vorstellung einer neuen Rekonstruktionsmethode, die im Ortsfrequenzbereich arbeitet und eine freie Wahl der Quellbewegung zuläßt. Im zweiten Teil wendet sich die Arbeit dann dem systematischen Entwurf der Labor-Mikrotomographieanlage zu. Dabei sind zwei Schwerpunkte zu erkennen: zum einen die Auslegung einer geeigneten Mikrofokus-Röntgenquelle und ihre praktische Verwirklichung mit Hilfe eines Rasterelektronenmikroskops, zum anderen die Konzeptionierung und

Realisation eines hochortsauflösenden Röntgendetektors auf der Basis eines Halbleiterbildaufnehmers. Nach einer kurzen Darstellung des verwendeten Computersystems schließt die Arbeit mit einigen Beispiel-Mikrotomographien, die mit Hilfe der realisierten Anlagen aufgenommen wurden und die erreichte Qualität demonstrieren. Dabei werden auch verschiedene Methoden zur Visualisierung dreidimensionaler Datensätze diskutiert.

Teil I:

Ein neues Verfahren zur tomographischen Rekonstruktion von dreidimensionalen Objektfunktionen aus ihren Zentralprojektionen

2. Theorie der computertomographischen Rekonstruktion

Der Begriff "Computertomographie" (CT) steht für ein Verfahren, das Einblicke in einen räumlichen Probenkörper ermöglicht, ohne ihn dabei zu zerstören. In einer genaueren Definition ist das Ziel der Computertomographie die Rekonstruktion einer dreidimensionale Objektfunktion, die die räumliche Verteilung einer bestimmten Objekteigenschaft mathematisch beschreibt. Die bildhafte Darstellung der rekonstruierten Funktion erleichtert durch die Identifizierung bestimmter innerer Probenstrukturen die Interpretation der gemessenen Werte und erlaubt dadurch qualitativ hochwertige Meßaussagen. Als Beispiel sei die Röntgencomputertomographie in der medizinischen Anwendung genannt, die dem Arzt nicht nur Aussagen über Lage und Ausdehnung von Organen, sondern daraus folgend auch die Unterscheidung von normalem und krankhaft verändertem Gewebe ermöglicht.

Neben der erwähnten Röntgen-CT existieren eine Vielzahl weiterer Untersuchungsverfahren, die Prinzipien der Computertomographie verwenden, wie zum Beispiel Kernspinresonanz-CT [Hinshaw u. Lent 1983], Laserlicht-CT [Montgomery et al. 1990], Positronenemissions-CT [Reivich u. Alavi 1985] oder Einzelphotonenemissions-CT [Croft 1986]. Jedes dieser Verfahren hat die Bestimmung einer anderen Objekteigenschaft zum Ziel, so daß sie teilweise ergänzend nebeneinander stehen. Allen Verfahren ist jedoch gemeinsam, daß sie prinzipiell zweistufig ablaufen: Zunächst werden mit Hilfe einer Sondenstrahlung, wie z. B. Röntgen-, Licht- oder Gammastrahlung, Informationen über die interessierende Objektfunktion gewonnen, aus denen dann in einem zweiten Schritt die Objektfunktion mit Hilfe rechnerunterstützter Verfahren rekonstruiert wird. Eine primäre Unterteilung der tomographischen Untersuchungsverfahren - insbesondere in Hinblick auf die zu verwenden-

den Rekonstruktionsmethoden - erfolgt durch die Lage der Strahlungsquelle: Je nachdem, ob sie sich außerhalb oder innerhalb des Untersuchungskörpers befindet, unterscheidet man zwischen Transmissions-, respektive Emissionstomographie. Alle weiteren Ausführungen in dieser Arbeit beziehen sich auf die Transmissionstomographie und hier insbesondere auf die Röntgencomputertomographie, bei der Informationen über die Objektfunktion mit Hilfe von Röntgendurchstrahlungen des Probenkörpers gewonnen werden. Jedoch gelten die gemachten Aussagen allgemein für alle Transmissionstomographieverfahren, bei denen die verwendete Sondenstrahlung keine Brechung innerhalb des Objektes erfährt.

Die Abb. 2.1 verdeutlicht die erwähnte Zweistufigkeit tomographischer Meßverfahren am Beispiel der Röntgen-CT. Der erste Schritt - Durchstrahlung und Anfertigung von Projektionen des Objektes mit Hilfe von Röntgenstrahlung - stellt die physikalische Umsetzung einer mathematischen Transformationsvorschrift dar, die J. Radon bereits 1917 beschrieben hat [Radon 1917]. Ihm zu Ehren wird daher diese Integraltransformation als Radontransformation und der zugehörige Zielraum als Radonraum bezeichnet. Obwohl durchaus alle gewonnenen Informationen über die zu untersuchende Objektfunktion nach dem ersten Schritt im Radonraum vorliegen, ist die Darstellung dennoch so ungewohnt für den Menschen, daß es einer weiteren Maßnahme bedarf, um ihm das Ergebnis der Messung zu erschließen. Es wird daher aus der gewonnenen Funktion im Radonraum mit rechnerunterstützten Verfahren eine Näherung der originalen Objektfunktion rekonstruiert. Eine bildhafte Darstellung dieser rekonstruierten Funktion steht dann in hohem Einklang mit der Erfahrungswelt des Auswertenden, so daß die Interpretation der Untersuchung erleichtert wird.

Der zweite Teilschritt - die Rekonstruktion der Objektfunktion - steht im Zentrum der folgenden Erörterungen.

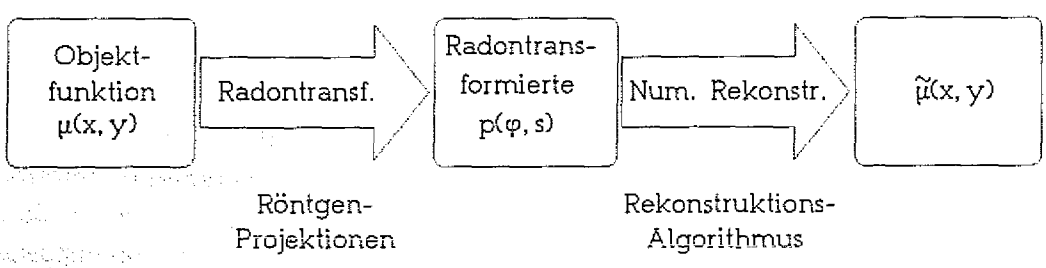


Abb. 2.1: Der zweistufige Ablauf der Röntgen-Computertomographie.

Lange Zeit beschränkte man sich auf die Rekonstruktion zweidimensionaler Schichten der Objektfunktion. Daraus bezieht die Tomographie ihren Namen, der aus dem Griechischen übersetzt etwa Schichtaufzeichnung bedeutet. Mit der schichtweisen Rekonstruktion des Objektes verbinden sich zwei Vorteile: Zum einen sind die zu verwendenden Rückrechnungsverfahren gut verstanden, zum anderen kann die im Untersuchungskörper entstehende Röntgen-Streustrahlung mittels eines Schlitzkollimators einfach und wirkungsvoll unterdrückt werden.

Um den gesamten durch die dreidimensionale Objektfunktion beschriebenen Körper darzustellen, können viele sequentiell angefertigte Schichtrekonstruktionen nach der Art eines Papierstapels aufeinandergefügt werden. Weil jede Schichtmessung für sich jedoch einen gewissen Zeitraum in Anspruch nimmt, vergeht zwischen der ersten und der letzten Messung so viel Zeit, daß Bewegungsartefakte bei der Untersuchung lebender Objekte unvermeidlich sind. Aber auch bei Untersuchungen toter Materialien wird der notwendige lange Meßzeitraum als störend empfunden, zumal prinzipiell der kegelförmige Strahl einer Röntgenröhre in der Lage wäre, nicht nur Informationen über eine, sondern über eine Vielzahl von Objektschichten gleichzeitig zu beschaffen - das Potential der Messung also offensichtlich nicht ausgeschöpft wird.

Ende der 1970er Jahre wurde daher mit dem Bau von Computertomographiesystemen begonnen, die erstmals den kegelförmigen Strahl von Röntgenröhren durch die Verwendung zweidimensionaler Detektoren konsequent ausnutzten [Robb 1980], [Kowalski 1979a]. Dabei wurde offensichtlich, daß eine neue Art von Rekonstruktionsverfahren notwendig ist, wenn der ausgenutzte Öffnungswinkel des Strahlenkegels so groß ist, daß die vereinfachende Annahme paralleler Strahlung nicht mehr gerechtfertigt ist und damit eine Zurückführung des dreidimensionalen Inversionsproblems auf die zweidimensionale Rekonstruktion gestapelter Schichten unzulässig ist. Es wurden daher verschiedene Rekonstruktionsalgorithmen für kegelförmige Strahlgeometrien vorgeschlagen, die sich auf bekannte Algorithmen für die zweidimensionale Rekonstruktion von Fächerstrahlprojektionen stützen. Einige von ihnen erfordern es, daß sich die Quelle über eine gedachte Kugeloberfläche bewegt [Nalcioglu u. Cho 1978], [Denton et al. 1979], [Peyrin 1985]. Andere Verfahren verlangen eine Quellbewegung entlang eines Kreises [Feldkamp 1984] oder zweier paralleler Kreise [Schlindwein 1978], [Kowalski 1979b]. Durch die theoretischen Arbeiten von Kirillov [Kirillov 1961], Tuy [Tuy 1983] und Smith [Smith 1985] wurde klargestellt, daß dann und nur dann eine einwandfreie Rekonstruktion eines dreidimensionalen Objektes aus Kegelprojektionen gelingen kann, wenn sich auf jeder Ebene, die durch das Objekt gelegt werden kann, während der Aufnahme mindestens eine Quellposition befunden hat. Diesem Satz kann entnommen werden, daß eine

kugelförmige Quellbewegung offensichtlich mehr Quellpositionen einschließt als notwendig wären, kreisförmige Geometrien hingegen zu wenige Aufnahmepunkte zulassen. Die Frage, welche praktisch realisierbaren Bahnen eine exakte Rekonstruktion bei minimaler Redundanz von Aufnahmepositionen erlauben, wird von Kudo und Saito [Kudo u. Saito 1990] aufgegriffen. Sie kommen zu dem Ergebnis, daß neben einer Bahngeometrie aus zwei rechtwinklig aufeinanderstehenden Kreisen ("Orthogonal Scan") auch spiralförmige Umkreisungen des Objektes ("Helical Scan") im Sinne der Fragestellung zu den besonders geeigneten Bahnkurven gehören.

Tuy [Tuy 1983] und Smith [Smith 1985] haben unabhängig voneinander in ihren theoretischen Arbeiten eine mathematische Lösung des dreidimensionalen Rekonstruktionsproblems für beliebige Quellbahnkurven veröffentlicht. Das von Smith in kontinuierlicher Form angegebene Lösungsverfahren wurde von Kudo und Saito [Kudo u. Saito 1990] und Smith [Smith 1991a] diskretisiert und auf Computersystemen implementiert. Beide Rückrechnungsmethoden verwenden eine gefilterte Rückprojektion, um die Funktion im Ortsraum zu rekonstruieren. In ihrer derzeitigen Implementierungsform weisen sie lange Rechenzeiten auf [Kudo u. Saito 1990], [Smith 1991b].

Grangeat hat ein Verfahren vorgeschlagen und verwirklicht, das die Ableitung der Radontransformierten verwendet [Grangeat 1990], [Grangeat 1991]. Es ist nicht auf eine bestimmte Quellbewegung festgelegt. Die eigentliche Objektrekonstruktion erfolgt auch bei diesem Verfahren mit Hilfe von Rückprojektionen.

In Bezug auf die Anzahl der notwendigen Rechenoperationen, die bisher bekannte Algorithmen zur Rekonstruktion eines Objektes aus einer gegebenen Datenmenge benötigen, stellt der Feldkamp-Algorithmus [Feldkamp 1984] bislang die beste numerische Lösung des Rekonstruktionsproblems dar. Wenngleich der Algorithmus auch eine Quellbewegungskurve voraussetzt, die keine exakte Rekonstruktion erlaubt, so werden doch die gewonnenen Informationen durch das Verfahren mathematisch korrekt verwendet [Smith 1990]. Praktische Erfahrungen haben auch gezeigt, daß Rekonstruktionen mit Hilfe des Feldkamp-Algorithmus' von hoher Qualität sind, solange der ausgenutzte Öffnungswinkel des Strahlenkegels etwa 30° nicht überschreitet [Webb 1987], [Kudo u. Saito 1990]. Wird der Öffnungswinkel größer, so stellen sich zunehmend Artefakte in den weiter von der Zentralebene entfernten Schichten ein. Bei vielen Anwendungen der dreidimensionalen Computertomographie mit Röntgenstrahlen beträgt der Kegelwinkel jedoch weniger als 20°, so daß die Qualität der Rekonstruktion - insbesondere in den interessierenden zentralen Schichten - noch nicht merklich gelitten hat. Aus diesen beiden Gründen - Recheneffizienz und Rekonstruktionsqualität - wird der von Feldkamp vorgeschlagene Algorithmus derzeit am häufigsten

für die dreidimensionale tomographische Rekonstruktion eingesetzt. Auch in dieser Arbeit wurde das Rekonstruktionsverfahren von Feldkamp für die Rekonstruktion der Beispieltomographien verwendet.

Aus dem Bereich der zweidimensionalen Tomographie weiß man, daß Rekonstruktionsverfahren, die im Ortsfrequenzraum arbeiten, unter Umständen weniger Rechenschritte benötigen als solche, die im Ortsraum operieren [Stark et al. 1981]. Im Bereich der Rekonstruktion von dreidimensionalen Objektfunktionen wurden nach meinem Wissen bisher noch keine Ortsfrequenz-Rekonstruktionsverfahren untersucht. Im folgenden wird ein Verfahren vorgeschlagen, das auf einer von Grangeat [Grangeat 1990] angegebenen Beziehung zwischen Zentralprojektionen und der Ableitung der Radontransformierten basiert und das Spektrum der Objektfunktion rekonstruiert. Um das Prinzip des komplexen Algorithmus' nachvollziehbar darzustellen, wird schrittweise vorgegangen. Zunächst wird die Radontransformation und ihre physikalische Realisation durch Röntgenstrahlprojektionen für den zwei- und dreidimensionalen Fall besprochen und das eng mit der Radontransformation verknüpfte Zentralschnittheorem vorgestellt. Anschließend werden das neue Verfahren mathematisch und anschaulich abgeleitet, Überlegungen zu seiner Implementierung auf einem Rechnersystem wiedergegeben und die zu erwartende Leistungsfähigkeit diskutiert.

2.1 Die Radontransformation im zwei- und dreidimensionalen Raum

Es sei $\mu(x, y)$ die Objektfunktion einer zweidimensionalen Probenkörperschicht. Dann läßt sich die folgende Integraltransformation definieren, die von J. Radon [Radon 1917] bereits 1917 untersucht wurde:

$$p(\varphi, s) = \int \mu(x, y)\, dt = \int \mu(s \cdot \cos\varphi - t \cdot \sin\varphi,\ s \cdot \sin\varphi + t \cdot \cos\varphi)\, dt \qquad (2.1.1)$$

$$-s_{max} \le s \le s_{max}, \quad 0 \le \varphi < \pi$$

mit: $\mu(x, y)$ ≡ Objektfunktion
$p(\varphi, s)$ ≡ Radontransformierte der Objektfunktion

Die Funktion $p(\varphi, s)$ bezeichnet man als Radontransformierte, den Raum (φ, s) als Radonraum.

Die Abb. 2.1.1 verdeutlicht den Inhalt von Gl. 2.1.1: Der Funktionswert $p(\varphi_o, s_o)$ wird durch das Integral über die Funktion $\mu(x, y)$ entlang einer Linie gebildet, die in der Hesseschen Normalform mit $x \cdot \cos\varphi_o + y \cdot \sin\varphi_o - s_o = 0$

beschrieben wird. Abb. 2.1.2 zeigt die Anordnung der Radontransformierten im Radonraum, die sich aus der in Abb. 2.1.1 beispielhaft gezeigten Projektionsfunktion ergibt.

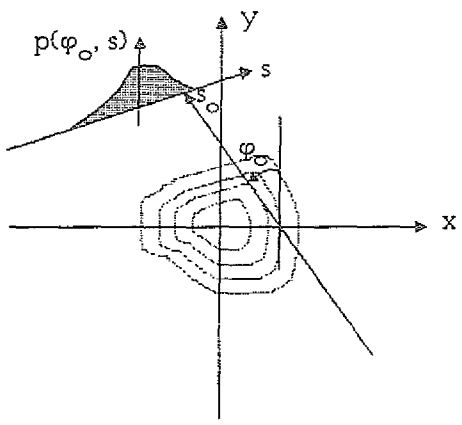


Abb. 2.1.1: Projektion einer zweidimensionalen Objektfunktion

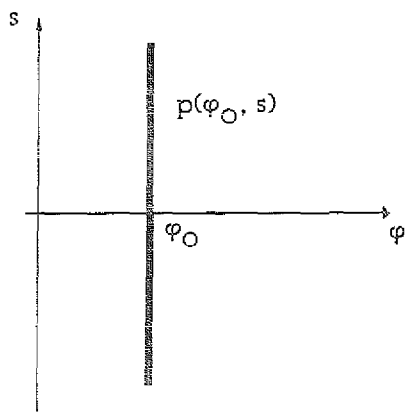


Abb. 2.1.2: Anordnung der Radontransformierten im Radonraum

Wenn die Funktion $\mu(x, y)$ die Absorptionskoeffizientenverteilung in einer Objektschicht beschreibt, dann sind die Linienintegrale $p(\varphi, s)$ mit Hilfe von Röntgenstrahlung technisch bestimmbar. Die Intensitätsschwächung einer Röntgenstrahlung bei Durchgang durch einen Körper wird durch das Schwächungsgesetz angegeben:

$$I_{aus}(s) = I_{ein}(s) \cdot e^{-\int \mu(s,\, t)\, dt} \tag{2.1.2}$$

mit:

I_{ein} ≡ Strahlungsintensität vor Eintritt in den schwächenden Körper
I_{aus} ≡ Strahlungsintensität nach Austritt aus dem schwächenden Körper

Durch Logarithmieren kann die Dämpfung der Röntgenintensität in der durchstrahlten Objektschicht und damit das Linienintegral entlang des Strahlweges bestimmt werden:

$$p(s) = \ln \frac{I_{ein}(s)}{I_{aus}(s)} = \int \mu(s,\, t)\, dt \tag{2.1.3}$$

Damit wird, wenn φ die Durchstrahlungsrichtung kennzeichnet, aus Gl. 2.1.3:

$$p(\varphi, s) = \ln \frac{I_{ein}(\varphi, s)}{I_{aus}(\varphi, s)} = \int \mu(s \cdot \cos\varphi - t \cdot \sin\varphi,\ s \cdot \sin\varphi + t \cdot \cos\varphi)\, dt \qquad (2.1.4)$$

Den Verlauf der Linienintegralwerte $p(\varphi, s)$ für einen festen Winkel φ bezeichnet man als eine Projektionsfunktion und schreibt oftmals dafür $p_\varphi(s)$. Im zweidimensionalen Fall sind also Projektionsfunktion und Radontransformierte identisch.

In der Praxis ist eine kontinuierliche Bestimmung der Funktion $p(\varphi, s)$ nicht durchführbar; vielmehr muß mit Hilfe von ortsdiskreten Detektoren die Funktion im Sinne der mehrdimensionalen Signaltheorie so abgetastet werden, daß eine verlustfreie Restaurierung der kontinuierlichen Funktion aus den gewonnenen Abtastwerten möglich ist. Dabei wird zumeist ein regelmäßiges Abtastschema verwendet. Während sich die Abtastschrittweite in radialer Richtung entsprechend dem Shannonschen Abtasttheorem [Shannon 1948] nach der höchsten Ortsfrequenz zu richten hat, die in den Projektionsfunktionen vorkommt, berechnet sich das Abtast-Winkelinkrement nach dem Abtasttheorem der Computertomographie [Herman 1979] aus der Anzahl der radialen Abtastpunkte:

$$\Delta\varphi = \frac{2}{M_{Det}} \qquad (2.1.5)$$

mit:

M_{Det} ≡ Anzahl der radialen Abtastpunkte

Die Erweiterung der Theorie der zweidimensionalen Radontransformation auf den dreidimensionalen Anwendungsfall birgt keine besonderen Schwierigkeiten. Wiederum sei $\mu(x, y, z)$ eine gegebene räumliche Objektfunktion. Dann wird die dreidimensionale Radontransformation durch die folgende Integraltransformation beschrieben:

$$p(s, \varphi, \vartheta) = \iint \mu(s\cos\varphi\cos\vartheta - t\sin\varphi + u\cos\varphi\sin\vartheta,\ s\sin\varphi\cos\vartheta + t\cos\varphi + u\sin\varphi\sin\vartheta,\ -s\sin\vartheta + u\cos\vartheta)\, dt\, du$$

$$-s_{max} \le s \le s_{max}, \quad 0 \le \varphi < \pi, \quad 0 \le \vartheta < \pi \qquad (2.1.6)$$

Zur Vereinfachung der Schreibweise seien die beiden folgenden Vektoren vereinbart:

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \cdot (\vec{e}_x\ \ \vec{e}_y\ \ \vec{e}_z) \qquad (2.1.7)$$

$$\vec{e}_{\varphi} = \begin{pmatrix} \cos\varphi \sin\vartheta \\ \sin\varphi \sin\vartheta \\ \cos\vartheta \end{pmatrix} \cdot (\vec{e}_x \ \vec{e}_y \ \vec{e}_z) \tag{2.1.8}$$

mit:

$(\vec{e}_x \ \vec{e}_y \ \vec{e}_z)$ ≡ orthogonale Einheits-Basisvektoren des kartesischen globalen Koordinatensystems

Mit Hilfe dieser Vektoren kann Gleichung 2.1.6 folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$p(s \cdot \vec{e}_{\varphi}) = \int \mu(\vec{x}) \cdot \delta(\vec{x} \cdot \vec{e}_{\varphi} - s) \, d\vec{x} \tag{2.1.9}$$

Der Wert der dreidimensionalen Radontransformierten $p(s_o \cdot \vec{e}_{\varphi o})$ wird also durch das Integral der Funktion $\mu(\vec{x})$ über eine Fläche mit dem Normalenvektor $\vec{e}_{\varphi o}$ und dem Abstand s_o zum Koordinatenursprung gebildet. Abb. 2.1.3 verdeutlicht diesen Zusammenhang, und Abb. 2.1.4 zeigt einige Radontransformierte $p(s \cdot \vec{e}_{\varphi i})$ und ihre Anordnung im dreidimensionalen Radonraum.

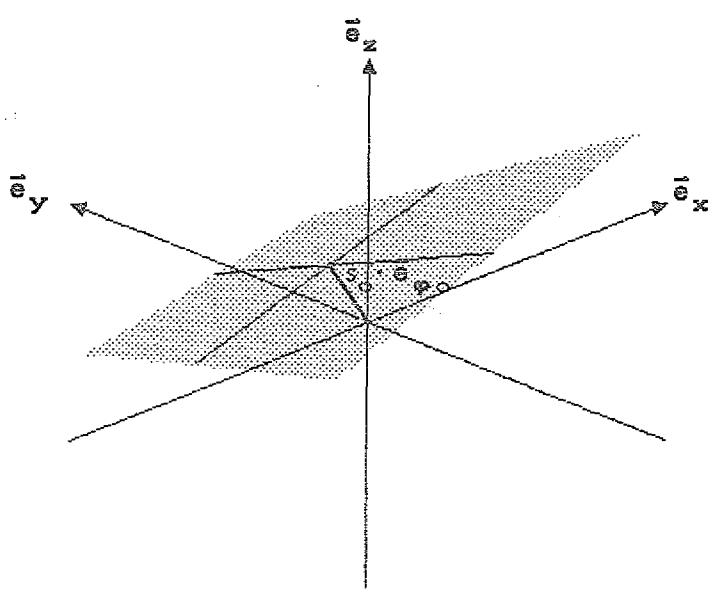


Abb. 2.1.3: Integrationsebene im Objektraum

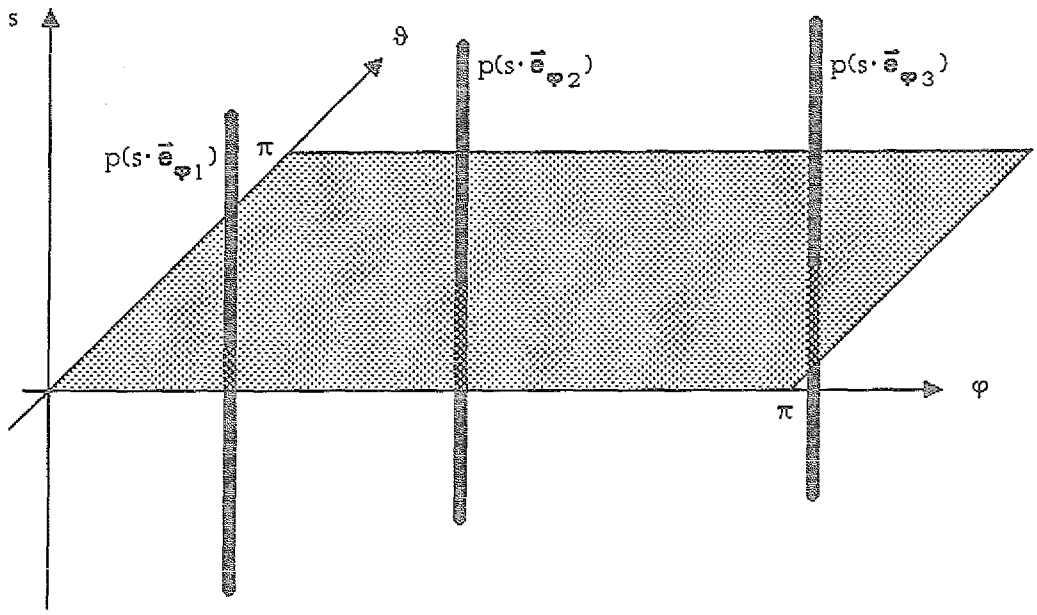


Abb. 2.1.4: Einige Radontransformierte im Radonraum

Für die Abtastschrittweiten einer ortsdiskreten Darstellung der dreidimensionalen Radontransformierten folgen aus den sinngemäß gleichen Überlegungen, wie sie für die Abtastung der zweidimensionalen Radontransformierten angestellt wurden, die folgenden Werte:

$$\Delta s = \frac{1}{2 \cdot f_{max,s}} \tag{2.1.10}$$

$$\Delta \varphi = \frac{2}{M_{Det}} \tag{2.1.11}$$

$$\Delta \vartheta = \frac{2}{M_{Det}} \tag{2.1.12}$$

mit:

$f_{max,s}$ ≡ Höchste in radialer Richtung vorkommende Ortsfrequenz im Radonraum

Mit diesen genannten Abtastschrittweiten wird sichergestellt, daß keine Unterabtastung auftritt. Sie stellen keineswegs ein Optimum bezüglich der notwendigen Anzahl von Abtastpunkten dar. Bisher liegen jedoch keine Untersuchungen über optimale Abtastschemata für die dreidimensionale Computertomographie vor.

Es soll an dieser Stelle explizit darauf hingewiesen werden, daß die Definition der dreidimensionalen Radontransformation im Gegensatz zu der zweidimensionalen Variante keine direkte physikalische Entsprechung besitzt. Auch bei der dreidimensionalen Röntgenprojektion eines Körpers gewinnt man aus dem zweidimensionalen Projektionsbild nur Linienintegralwerte der Objektfunktion. Daher ist die Projektion des Objektes - anders als im zweidimensionalen Fall - nicht unmittelbar mit der Radontransformierten des Körpers gleichzusetzen. Im Falle einer Parallelprojektion kann zwar das Flächenintegral, wie z. B. von Smith [Smith 1985] dargestellt wurde, durch eine zweite, rechnerische Integration aus den zweidimensionalen Projektionswerten (=Linienintegralwerten) gebildet werden. Dies ist allerdings wenig nützlich, weil im Falle von Parallelprojektionen das Rekonstruktionsproblem vorteilhafter auf die Rekonstruktion gestapelter, zweidimensionaler Schichten zurückgeführt wird. Für Projektionen, die mit Hilfe kegelförmiger Strahlgeometrien gewonnen wurden, ist eine Berechnung des Flächenintegrals aus den Projektionswerten und damit die unmittelbare Angabe der Radontransformierten im allgemeinen nicht möglich.

2.2 Das Zentralschnittheorem im zwei- und dreidimensionalen Raum

Eine Beziehung zwischen den Abbildungen der gesuchten Objektfunktion im Radon- und im Ortsfrequenzraum wird durch das Zentralschnittheorem hergestellt. Betrachtet man die Projektion der zweidimensionalen Objektfunktion als Faltung mit einer δ-Linie [Bamler 1989], so ergibt sich das Zentralschnittheorem zwanglos aus einer Betrachtung des Vorgangs im Ortsfrequenzbereich. Die Abb. 2.2.1 verdeutlicht, daß die Fouriertransformierte der eindimensionalen Projektionsfunktion gleich einem Zentralschnitt unter dem Projektionswinkel durch die zweidimensional Fouriertransformierte der Objektfunktion ist. Entsprechend kann die dreidimensionale Radontransformation als planare Projektion und damit als Faltung mit einer δ-Ebene verstanden werden. Abb. 2.2.2 zeigt auch hier die Korrespondenz: Die (eindimensionale) Fouriertransformierte der planaren Projektion ist gleich einem zentralen Geradenschnitt unter dem Winkel der Projektionsebene durch die dreidimensional Fouriertransformierte der Objektfunktion.

Durch eine genügend große Anzahl von Projektionen, die aus unterschiedlichen Richtungen aufgenommen wurden, läßt sich also die Ortsfrequenzdarstellung der Objektfunktion rekonstruieren. Dabei wird das Spektrum offensichtlich entlang von zentralen Geraden abgetastet. Infolgedessen erfährt die Übertragungsfunktion eine Überbetonung der tiefen Ortsfrequenzen. Im Grenzfall unendlich vieler Projektionen ist die Belegung der Ortsfrequenzebene durch ein zweidimensionale Geradenbüschel proportional zu $1/f_s$, die

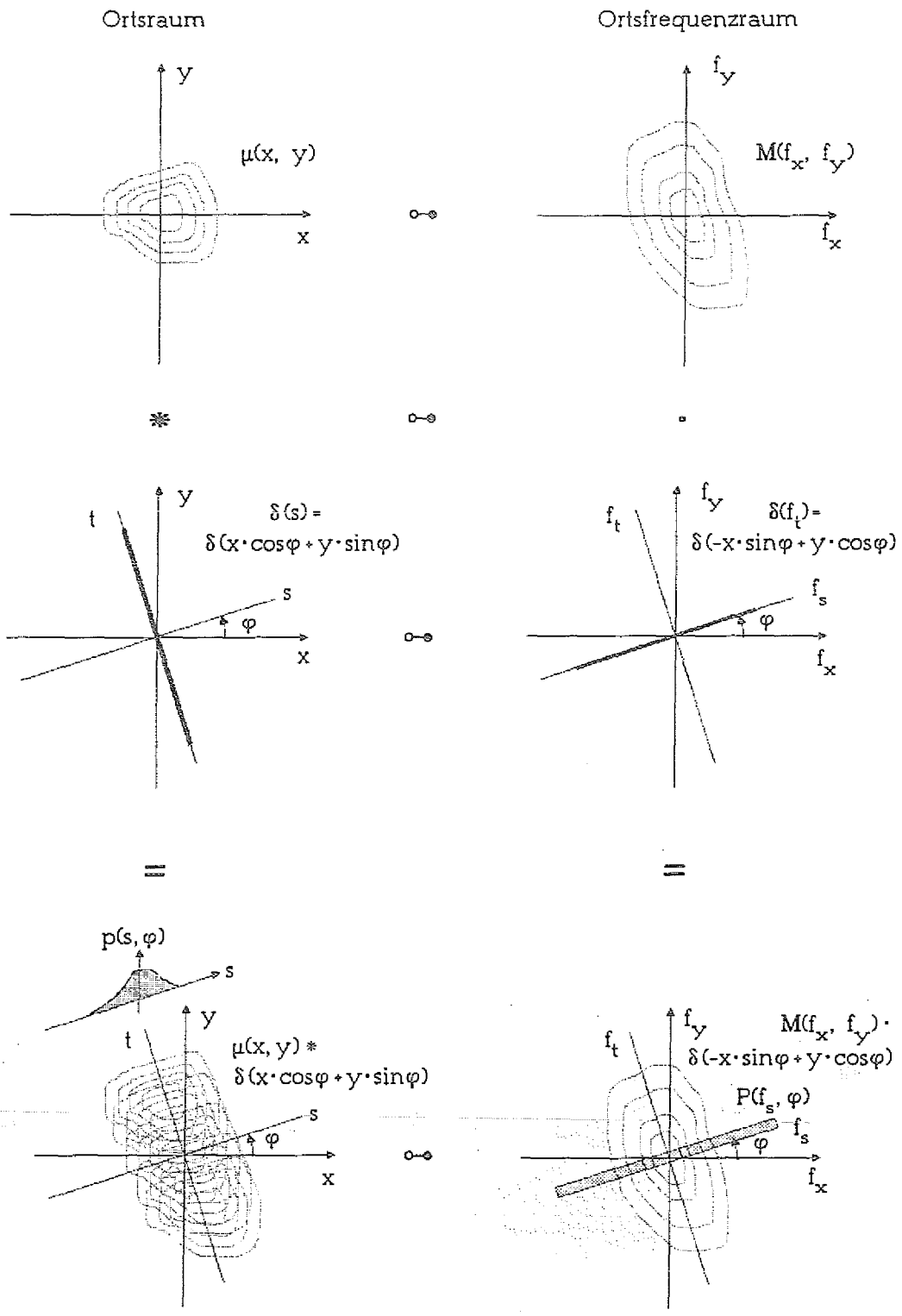


Abb. 2.2.1: Darstellung des Zentralschnittheorems im zweidimensionalen Raum durch Faltung bzw. Multiplikation mit δ-Geraden.

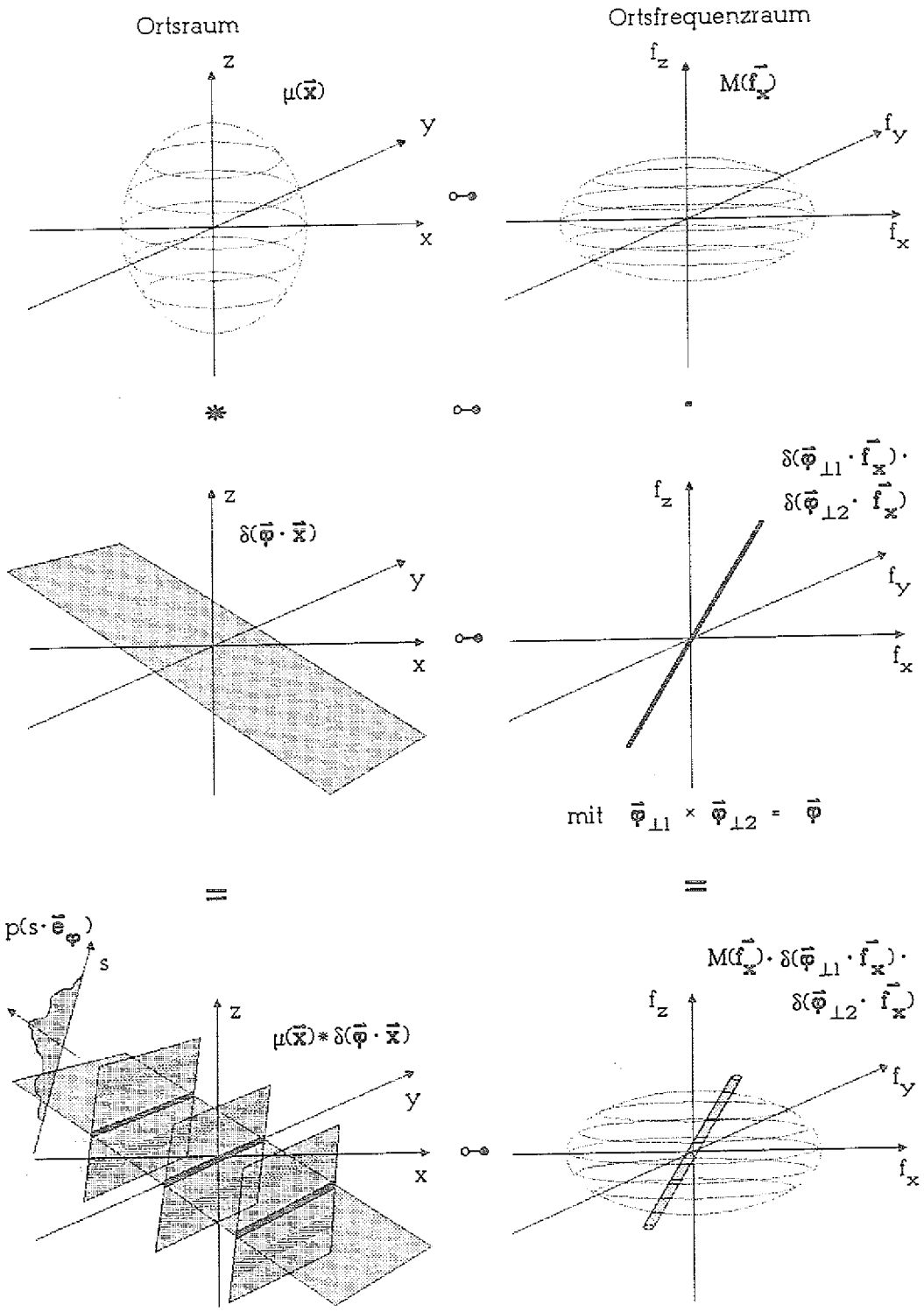


Abb. 2.2.2: Darstellung des Zentralschnittheorems im dreidimensionalen Raum durch Faltung mit einer δ-Ebene, bzw. Multiplikation mit einer δ-Geraden. Die Faltung der dreidimensionalen Objektfunktion mit einer δ-Ebene führt auf eine eindimensionale Funktion. Dieser Sachverhalt wird durch die untere linke Skizze angedeutet.

Belegung des Ortsfrequenzraumes durch ein dreidimensionales Geradenbüschel proportional zu $1/f_s^2$, wobei f_s die radiale Koordinate einer Polar- bzw. Kugelkoordinatendarstellung des Spektrums bezeichnet[1]. Zur Erzielung einer konstanten Übertragungsfunktion ist die Fouriertransformierte der Projektion mit einer entsprechenden Filterfunktion zu multiplizieren. Die Integration aller gefilterten Ortsfrequenzbeiträge über den Aufnahmewinkelbereich ergibt schließlich das Spektrum der Objektfunktion:

$$\int_{\varphi=0}^{\pi} F_{I}^{s}\left[p_{\varphi}(s)\right](f_s) \cdot |f_s| \, d\varphi = F_{II}^{x,y}\left[\mu(x, y)\right](f_x, f_y) \tag{2.2.1}$$

mit:

F_{I}^{s} ≡ eindimensionale Fouriertransformation bezüglich s

$F_{II}^{x,y}$ ≡ zweidimensionale Fouriertransformation bezüglich x und y

bzw. im dreidimensionalen Fall:

$$\int_{\varphi=0}^{\pi} \int_{\vartheta=0}^{\pi} F_{I}^{s}\left[p(s, \vec{e}_{\varphi})\right](f_s) \cdot |f_s|^2 \, d\vec{e}_{\varphi} = F_{III}^{\vec{x}}\left[\mu(\vec{x})\right](\vec{f}_x) \tag{2.2.2}$$

mit:

$F_{III}^{\vec{x}}$ ≡ dreidimensionale Fouriertransformation bezüglich $\vec{x}$

Eine Darstellung des zweidimensionalen Vorgangs im Ortsbereich ergibt:

$$\int_{\varphi=0}^{\pi} p_{\varphi,i}(s) * \mathbb{F}_{I}^{f_s}\left[|f_s|\right](s) \, d\varphi = \mu(x, y) \tag{2.2.3}$$

1) Die angegebenen Proportionalitäten gelten für den Fall unendlich vieler Projektionen. Bei einer endlichen Projektionsanzahl bleibt im zweidimensionalen Fall die mittlere Belegung proportional $1/f_s$. Die mittlere Belegung des dreidimensionalen Spektrums weicht jedoch bei endlicher Projektionszahl von $1/f_s^2$ ab (Ausnahme: reguläre Geradenbüschel, die es jedoch nur mit 3, 4, 6 oder 10 Geraden gibt).

bzw. im dreidimensionalen Fall:

$$\int_{\varphi=0}^{\pi} \int_{\vartheta=0}^{\pi} p(s\cdot\vec{e}_{\varphi}) * \mathbb{F}_{1}^{f_s}\,[|f_s|](s) * \mathbb{F}_{1}^{f_s}\,[|f_s|](s)\; d\vec{e}_{\varphi} \;=\; \mu(x,\,y) \tag{2.2.4}$$

mit:

$\mathbb{F}_{1}^{f_s}$ ≡ eindimensionale inverse Fouriertransformation bezüglich f_s

Bei der Darstellung der Objektrekonstruktion im Ortsraum sind die gefalteten eindimensionalen Projektionen in die auf s bzw. auf $\vec{\varphi}_i$ senkrechte Richtung als unendlich "ausgeschmiert" zu betrachten. Das Verfahren wird daher als gefilterte Rückprojektion bezeichnet.

Die inverse Fouriertransformation der Funktion $|f_s|$ kann nur gebildet werden, wenn die Projektionen bandbeschränkt sind. Dann nämlich darf die Filterfunktion ohne Auswirkungen auf das Ergebnis der Filteroperation mit einer Rechteckfunktion multipliziert werden, so daß ein Abklingen der divergierenden Funktion und damit ihre Integrierbarkeit erzwungen wird. Infolgedessen ergibt sich die in Abb. 2.2.3 gezeigte Hochpaßform. Die Fouriertransformierte dieser Filterfunktion läßt sich in folgender Weise finden:

$$H(f_s) = |f_s|\cdot \mathrm{rect}\left(\frac{f_s}{2\cdot f_{s,max}}\right) = \mathrm{rect}\left(\frac{f_s}{2\cdot f_{s,max}}\right) - \Lambda\left(\frac{f_s}{f_{s,max}}\right) \tag{2.2.5}$$

$$\circ\!\!-\!\!\bullet \qquad\qquad \circ\!\!-\!\!\bullet \qquad\qquad \circ\!\!-\!\!\bullet$$

$$h(s) = 2\cdot f_{s,max}\cdot \mathrm{si}(\pi\cdot 2\cdot f_{s,max}\cdot s) - f_{s,max}\cdot \mathrm{si}^2(\pi\cdot f_{s,max}\cdot s)$$

mit:

$f_{s,max}$ ≡ maximale in den Projektionen auftretende Ortsfrequenz

Die gleichartige Verwendung von Gl. 2.2.4 für die gefilterte Rückprojektion einer dreidimensionalen Objektfunktion scheitert daran, daß die Radontransformierte - wie bereits erwähnt - mit Hilfe von Zentralprojektionen nicht zu gewinnen ist. Allerdings haben Grangeat [Grangeat 1990] und Kudo und Saito [Kudo u. Saito 1991] gezeigt, daß sich Werte der Funktion $p(s\cdot\vec{e}_{\varphi}) * h(s)$ aus den Zentralprojektionen berechnen lassen. Nach einer weiteren Faltung mit h(s) kann die Objektfunktion dann mittels Rückprojektion rekonstruiert werden.

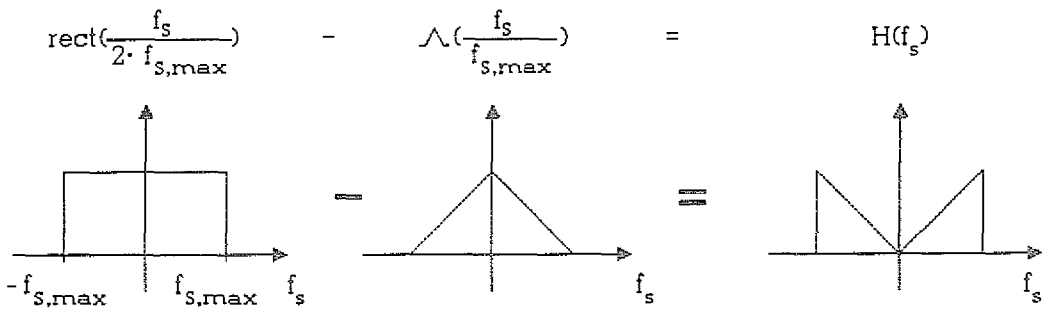


Abb. 2.2.3: Zur Konstruktion der Filterfunktion $H(f_s)$

Die Direkte Fouriermethode basiert auf Gl. 2.2.1: Nach Fouriertransformation der Projektionsfunktion werden die auf einem Polarkoordinatenraster gegebenen Frequenzabtastwerte auf kartesische Koordinaten interpoliert und anschließend zweidimensional in den Ortsraum zurücktransformiert. Die Gewichtungsfunktion $|f_s|$ wird dabei implizit durch die Interpolation eingebracht [Meyer-Ebrecht 1991]. Wiederum ist eine direkte Verwendung von Gl. 2.2.2 für die dreidimensionale Rekonstruktion nicht möglich, weil die Radontransformierte nicht unmittelbar bekannt ist. Äquivalent zu der bei der gefilterten Rückprojektion in Ansatz gebrachten Beziehung zwischen den Zentralprojektionen und der Funktion $p(s \cdot \vec{e}_\varphi) * h(s)$ ist es jedoch möglich, eine Rekonstruktion im Fourierbereich via $\mathcal{F}_1^s\left[p(s \cdot \vec{e}_\varphi)\right](f_s) \cdot H(f_s)$ durchzuführen. Auf dieser Idee beruht das im folgenden vorgestellte neue Rekonstruktionsverfahren.

Zuvor sollen jedoch noch zwei Anmerkungen verdeutlichen, wie die hier gewählte Darstellungsform mit der in anderen Arbeiten verwendeten Ausdrucksweise korrespondiert.

Durch zweimalige Anwendung des Differentiationssatzes der Fouriertransformation ergibt sich die folgende Beziehung:

$$\mathcal{IF}_1^{f_s}\left\{ \mathcal{F}_1^s\left[p(s \cdot \vec{e}_\varphi)\right](f_s) \cdot |f_s|^2 \right\}(s) = \frac{-1}{4 \cdot \pi^2} \cdot \frac{d^2\, p(s \cdot \vec{e}_\varphi)}{ds^2} \qquad (2.2.6)$$

Unter Beachtung der unterschiedlichen Definitionsbereiche erhält man mit dieser Beziehung an Stelle von Gl. 2.2.4 den von Natterer [Natterer 1986] verwendeten Ausdruck der Inversionsformel:

$$\mu(x, y) = \frac{-1}{8 \cdot \pi^2} \int_{\varphi=0}^{\pi} \int_{\vartheta=0}^{\pi} \frac{d^2\, p(s \cdot \vec{e}_\varphi)}{ds^2}\, d\vec{e}_\varphi \qquad (2.2.7)$$

Die einmalige Anwendung des Differentiationssatzes führt - sieht man von einem konstanten Faktor ab - auf die Ableitung der Radontransformierten in radialer Richtung:

$$IF_{1}^{f_s}\{\ F_{1}^{s}\left[p(s\cdot\vec{e}_{\varphi})\right](f_s)\cdot|f_s|\ \}(s) = \frac{j}{2\cdot\pi}\cdot\frac{dp(s\cdot\vec{e}_{\varphi})}{ds} \tag{2.2.8}$$

Dies ist die von Smith [Smith 1985] verwendete Funktion F, die von Kudo und Saito [Kudo u. Saito 1990] als p' bezeichnet wird. Die abgeleitete Radontransformierte ist auch Teil des von Grangeat [Grangeat 1991] vorgeschlagenen Rekonstruktionsverfahrens.

3. Rekonstruktion einer dreidimensionalen Objektfunktion aus ihren Zentralprojektionen im Ortsfrequenzraum

Die Rekonstruktion der gesuchten dreidimensionalen Objektfunktion gliedert sich in sechs Teilschritte:

1) Erzeugung einer ortsdiskreten Darstellung der radialen Ableitung der Radontransformierten aus den gegebenen Zentralprojektionen;
2) Interpolation der ortsdiskreten Abtastwerte auf ein reguläres Raster im Radonraum;
3) Integration der abgeleiteten Radontransformierten;
4) eindimensionale Fouriertransformation der Radontransformierten entlang zentraler Geraden;
5) dreidimensionale Interpolation der Frequenzabtastwerte auf ein kartesisches Raster;
6) dreidimensionale inverse Fouriertransformation.

Die Darstellung der neuen Rekonstruktionsmethode folgt diesem schrittweisen Vorgehen.

3.1 Berechnung der abgeleiteten Radontransformierten aus Zentralprojektionen der Objektfunktion (Schritt 1)

Gegeben sei eine dreidimensionale Objektfunktion $\mu(\vec{x})$ innerhalb einer Kugel $\| \vec{x} \| < R$, wobei R den Kugelradius angibt. Die Röntgenquelle, von der die abbildenden Röntgenstrahlen ausgehen, bewege sich auf der parametrisierten Kuve $\vec{a}(\lambda)$ um das Objekt. Eine Quellposition auf dieser Kurve werde durch den Punkt $\vec{S}$ gekennzeichnet.

Um eine einfachere Darstellung zu ermöglichen, wird eine scheinbare Detektorebene durch den Koordinatenursprung $\vec{O}$ angenommen, deren Flächennormale kollinear zu dem Vektor $\vec{O} - \vec{S}$ ist. Der Auftreffpunkt eines Abbildungsstrahls auf dieser Detektorebene sei $\vec{A}$. Er ergibt sich mit Hilfe des Strahlensatzes aus dem Auftreffpunkt $\vec{A}'$ auf der realen Detektorebene.

Die Abb. 3.1.1 veranschaulicht die gewählten Bezeichnungen.

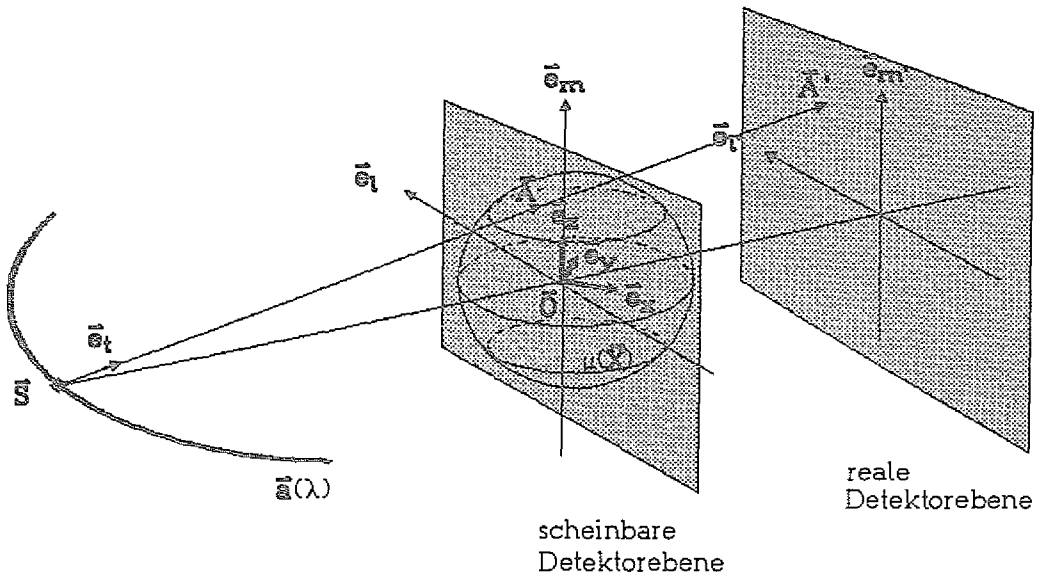


Abb. 3.1.1: Bezeichnungen zur Beschreibung der Abbildungsgeometrie bei der Zentralprojektion

---

Die Projektionsabbildung $g(\vec{S}, \vec{A})$ der Objektfunktion läßt sich nun mit Hilfe der angegebenen Benennungen folgendermaßen ausdrücken:

$$g(\vec{S}, \vec{A}) = \int_{t=0}^{\infty} \mu\left(\vec{S} + \vec{e}_t \cdot t\right) dt \tag{3.1.1}$$

mit

$$\vec{e}_t = \frac{\vec{A} - \vec{S}}{\left\|\vec{A} - \vec{S}\right\|}$$

Für eine einfachere Darstellung der folgenden Beziehungen wird die gewichtete Zentralprojektion $g_w(\vec{S}, \vec{A})$ eingeführt:

$$g_w(\vec{S}, \vec{A}) = \frac{\left\|\vec{O} - \vec{S}\right\|}{\left\|\vec{A} - \vec{S}\right\|} \cdot g(\vec{S}, \vec{A}) \tag{3.1.2}$$

Durch einen Quellpunkt $\vec{S}$ und einen beliebigen Einheitsvektor $\vec{e}_\varphi$ wird eine Ebene definiert, die als Integrationsebene bezeichnet werde. Sofern der Normalenvektor $\vec{e}_\varphi$ der Integrationsebene nicht parallel zur Verbindungslinie zwischen Koordinatenursprung und Quellpunkt ist, schneidet die Integrationsebene die Detektorfläche linienförmig. Diese Linie heiße Integrationslinie. Durch $\vec{e}_\varphi$ und den Abstandsvektor $\vec{O} - \vec{S}$ zwischen Koordinatenursprung und Quellpunkt wird ein orthogonales Detektorkoordinatensystem definiert:

$$\vec{e}_w = \frac{\vec{O} - \vec{S}}{\|\vec{O} - \vec{S}\|} \tag{3.1.3}$$

$$\vec{e}_v = \frac{\vec{w} \times \vec{e}_\varphi}{\|\vec{w} \times \vec{e}_\varphi\|} \tag{3.1.4}$$

$$\vec{e}_u = \vec{e}_v \times \vec{e}_w \tag{3.1.5}$$

Der Koordinaten-Einheitsvektor $\vec{e}_v$ liegt also immer parallel zur Integrationslinie. Aus Gründen der Klarheit sei speziell darauf hingewiesen, daß das lokale Koordinatensystem $(\vec{e}_l, \vec{e}_m)$ der scheinbaren Detektorebene zwar in der von $\vec{e}_u$ und $\vec{e}_v$ aufgespannten Ebene liegt, jedoch in seiner Ausrichtung nicht mit dem soeben definierten Koordinatensystem übereinstimmen muß, sondern vielmehr gegenüber diesem auch verdreht sein kann.

Durch linienförmige Integration der gewichteten Projektionsfunktion $g_w(\vec{S}, \vec{A})$ in paralleler Richtung zu $\vec{e}_v$ kann eine eindimensionale Funktion $g_{Proj}(\vec{S}, \vec{e}_\varphi, u)$ erzeugt werden:

$$g_{Proj}(\vec{S}, \vec{e}_\varphi, u) = \int_{v=-\infty}^{\infty} g_w(\vec{S}, u \cdot \vec{e}_u + v \cdot \vec{e}_v)\, dv \tag{3.1.6}$$

Zwischen der Funktion $g_{Proj}(\vec{S}, \vec{e}_\varphi, u)$ und der Ableitung der Radontransformierten an der Stelle $\left((\vec{O} - \vec{S}) \cdot \vec{e}_\varphi\right) \cdot \vec{e}_\varphi$ besteht nun die folgende fundamentale Beziehung, die erstmals von Grangeat [Grangeat 1991] angegeben wurde:

$$\frac{\|\vec{O} - \vec{S}\|^2}{\|(\vec{O} - \vec{S}) \times \vec{e}_\varphi\|^2} \cdot \frac{d\, g_{Proj}(\vec{S}, \vec{e}_\varphi, u)}{du} \left(\left((\vec{O} - \vec{S}) \times \vec{e}_\varphi\right) \cdot (\vec{w} \cdot \vec{e}_\varphi) \cdot \vec{e}_u\right) =$$

$$\frac{d\, p(s \cdot \vec{e}_\varphi)}{ds} \left(\left((\vec{O} - \vec{S}) \cdot \vec{e}_\varphi\right) \cdot \vec{e}_\varphi\right) \tag{3.1.7}$$

Die Gleichung besagt, daß die Ableitung der Funktion $g_{Proj}(\vec{S}, \vec{e}_\varphi, u)$ an der Stelle $\vec{C}' = \left((\vec{O} - \vec{S}) \times \vec{e}_\varphi\right) \cdot (\vec{w} \cdot \vec{e}_\varphi) \cdot \vec{e}_u$ (siehe Abb. 3.1.2), multipliziert mit einem Gewichtungsfaktor, gleich ist dem Wert der abgeleiteten Radontransformation an der Stelle $\vec{C} = \left((\vec{O} - \vec{S}) \cdot \vec{e}_\varphi\right) \cdot \vec{e}_\varphi$. Der Beweis dieser Beziehung findet sich in [Grangeat 1991] und soll deshalb hier nicht wiederholt werden.

Durch eine Zentralprojektion der Objektfunktion lassen sich also Funktionswerte der abgeleiteten Radontransformation auf einer Kugelabschnittsfläche berechnen, deren Zentrum durch den Emissionspunkt der Abbildungsstrahlen gebildet wird und die durch den globalen Koordinatenursprung geht. Diesen Sachverhalt stellt Abb. 3.1.3 graphisch dar. Wird die Röntgenquelle auf einer kreisförmigen Bahn um das Objekt herumgeführt, so kann die Ableitung der Radontransformierten innerhalb des in Abb. 3.1.4 gezeigten Gebietes aus den aufgenommenen Röntgenprojektionen gewonnen werden. Es ist erkennbar, daß ein Teil des Radonraumes im Bereich der "Pole" nicht mit Information gefüllt werden kann. Dieser Teilbereich ist umso größer, je weiter die Öffnung des Projektionswinkels ist. Andererseits können im Grenzfall eines verschwindenden Öffnungswinkels (Parallelprojektion) Werte im gesamten Radonraum berechnet werden. Durch eine geeignete Wahl der Kurve, auf der die Röntgenquelle während der Messungen geführt wird, kann aber auch bei starken Vergrößerungen (= großen Öffnungswinkeln des Strahlenkegels) eine vollständige Informationsfüllung des Radonraumes

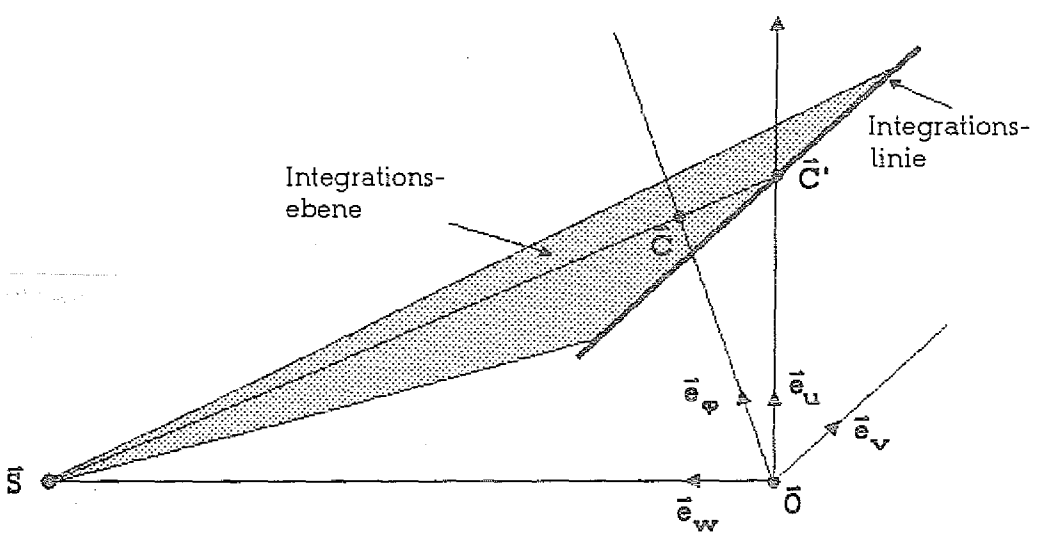


Abb. 3.1.2: Zur Berechnung der abgeleiteten Radontransformierten an der Stelle $\vec{C}$.

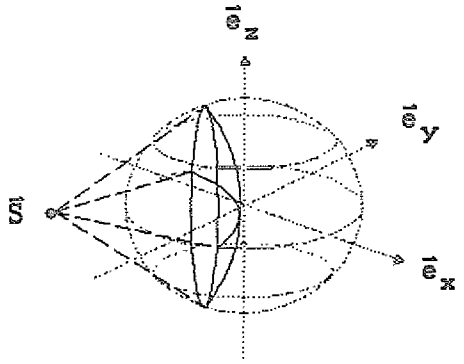


Abb. 3.1.3: Mit Hilfe einer Zentralprojektion können Werte der abgeleiteten Radontransformierten auf einer Kugelabschnittsfläche berechnet werden.

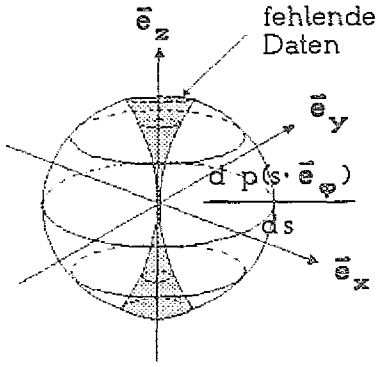


Abb. 3.1.4: Durch ein Ensemble von Zentralprojektionen, das mittels einer kreisförmig um das Objekt herum bewegten Röntgenquelle erzeugt wurde, läßt sich die Ableitung der Radontransformierten in dem dargestellten Gebiet berechnen.

erreicht werden. Eine solche Kurve stellt z. B. die als "Orthogonal Scan" bezeichnete Anordnung von zwei senkrecht aufeinander stehenden Kreisen dar. Sie wird beschrieben durch:

$$\vec{a}(\lambda) = \begin{cases} \begin{pmatrix} D\cdot\sin(\lambda) \\ D\cdot\cos(\lambda) \\ 0 \end{pmatrix} \cdot (\vec{e}_x\ \vec{e}_y\ \vec{e}_z) & \text{für} \quad 0 \le \lambda \le 2\pi \\ \begin{pmatrix} D\cdot\sin(\lambda) \\ 0 \\ D\cdot\cos(\lambda) \end{pmatrix} \cdot (\vec{e}_x\ \vec{e}_y\ \vec{e}_z) & \text{für} \quad 2\pi < \lambda < 4\pi \end{cases}$$

mit:

$D \equiv$ Kreisradius

Weitere Quellbahnkurven, die eine vollständige Füllung des Radonraumes sicherstellen, sind von Kudo und Saito in [Kudo u. Saito 1990] diskutiert worden.

3.1.1 Implementierung des ersten Rekonstruktionsschrittes

Die hier vorgeschlagene numerische Implementierung des ersten Rekonstruktionsschrittes - Erzeugung der abgeleiteten Radontransformierten - operiert im Orts- und Ortsfrequenzraum. Dadurch läßt sich der rechentechnische Aufwand deutlich senken.

Ausgangspunkt der Rekonstruktion sind die zweidimensionalen Projektionsfunktionen. Sie werden durch Division der aufgenommenen Röntgenintensitätsverteilung hinter dem Meßobjekt durch eine zuvor ermittelte Intensitätsverteilung ohne Meßobjekt und anschließende Berechnung des natürlichen Logarithmus gebildet. Die Projektionsfunktionen liegen für gewöhnlich als ortsdiskrete Meßwerte auf einem kartesischen Raster vor. Die lokalen Koordinaten dieses Rasters sollen mit l und m bezeichnet werden. Durch Multiplikation mit dem Gewichtungsfaktor entsprechend Gl. 3.1.2 wird zunächst die gewichtete Projektionsfunktion $g_w(\vec{S}, l, m)$ hergestellt:

$$g_w(\vec{S}, l, m) = \frac{OS}{\sqrt{OS^2 + l^2 + m^2}}\, g(\vec{S}, l, m) \qquad (3.1.1.1)$$

mit:

OS ≡ Abstand zwischen Koordinatenursprung und Röntgenquelle

Bleibt der Abstand OS zwischen Koodinatenursprung und Quelle für alle Projektionen konstant, wie dies bespielsweise bei einer einfachen Umkreisung des Objektes der Fall ist, so kann a priori eine Gewichtungsmatrix erstellt werden, mit der dann alle Projektionsfunktionen multipliziert werden.

Die Berechnung der Funktion $g_{Proj}(\vec{S}, \vec{e}_\varphi, u)$ stellt eine Radontransformation dar. Betrachtet man nämlich $g_w(\vec{S}, l, m)$ als zweidimensionale Objektfunktion, so wird durch die Integration entlang $\vec{e}_v$ eine Projektionsfunktion $g_{Proj}(\vec{S}, \vec{e}_\varphi, u)$ erzeugt. Unter Ausnutzung des Zentralschnittheorems kann dieser Schritt daher besonders effizient im Ortsfrequenzraum implementiert werden. Die Vorgehensweise stellt gewissermaßen eine Umkehrung der zweidimensionalen Rekonstruktion mit Hilfe der direkten Fouriermethode dar. Zunächst wird das Spektrum von $g_w(\vec{S}, l, m)$ auf einem kartesischen Raster durch Anwendung der zweidimensionalen FFT ermittelt. Der Übergang auf ein Polarkoordinatensystem unter Anwendung zweidimensionaler si-Interpolation erzeugt Zentralschnitte des Spektrums. Die Berechnung von Werten der abgeleiteten Radontransformierten erfordert die Ableitung der Funktionen $g_{Proj}(\vec{S}, \vec{e}_\varphi, u)$ bezüglich u. Durch Anwendung des Differentiationssatzes der Fouriertransformation kann diese Ableitung durch eine Multiplikation der einzelnen Funktionsspektren mit $j2\pi f_u$ im Frequenzbereich

erfolgen. Die anschließende eindimensionale inverse Fouriertransformation stellt aus den entlang zentraler Geraden abgetasteten und gefilterten Frequenzwerten die gewünschten Ableitungen $\frac{d\, g_{Proj}(\vec{S}, \vec{e}_\varphi, u)}{du}$ der eindimensionalen Projektionsfunktionen im Ortsbereich her. Durch Multiplikation mit den entsprechenden Gewichtungsfaktoren können aus diesen Funktionswerten dann Werte der gesuchten Ableitung der Radontransformierten an bestimmten Raumpunkten $\vec{C} = s \cdot \vec{e}_\varphi$ ermittelt werden. Die Lage dieser Raumpunkte bestimmt sich mit (siehe Abb. 3.1.1.1):

$$\vec{e}_\varphi = \begin{pmatrix} \cos\varphi \sin\vartheta \\ \sin\varphi \sin\vartheta \\ \cos\vartheta \end{pmatrix} \cdot \left(\vec{e}_x \;\; \vec{e}_y \;\; \vec{e}_z \right) \tag{3.1.1.2}$$

durch die Parameter s, φ und ϑ. Zur Berechnung dieser Parameter werden zweckmäßigerweise die folgenden aus der Messung bekannten bzw. frei

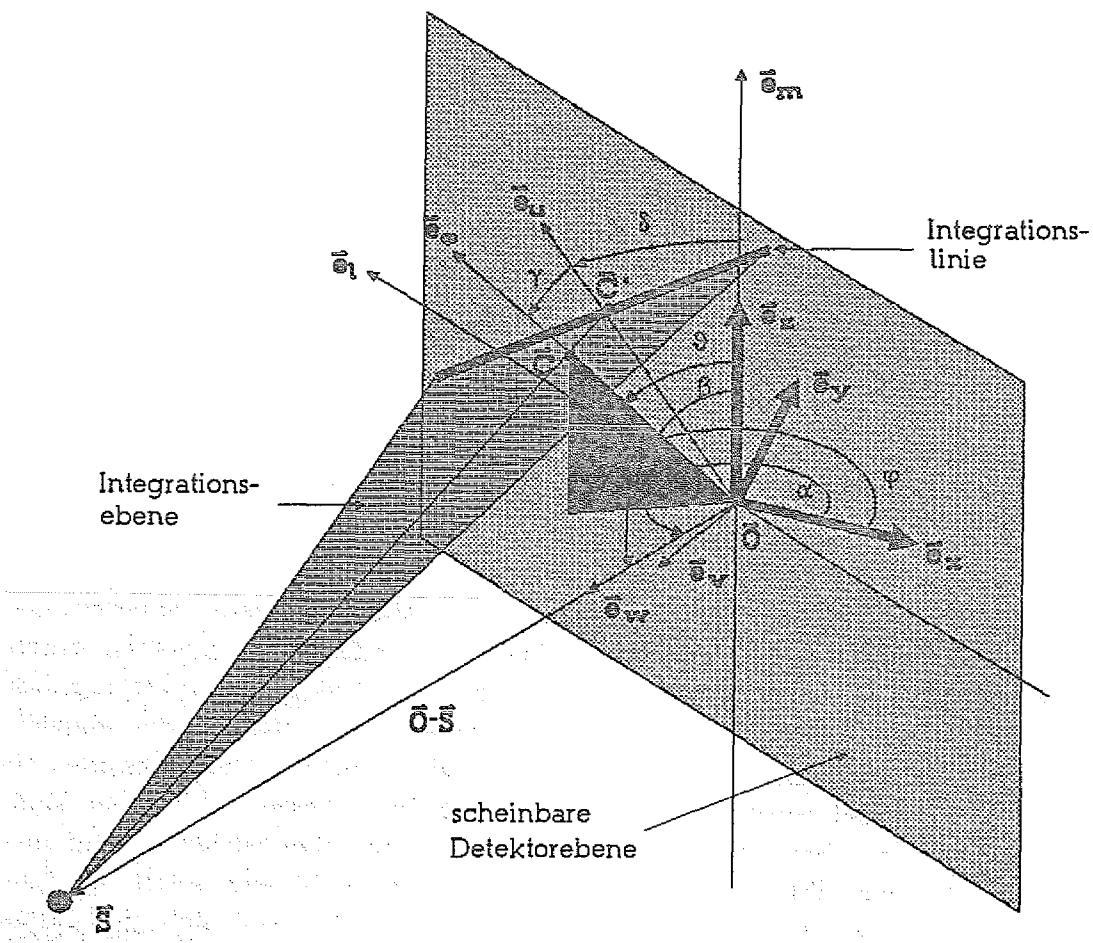


Abb. 3.1.1.1: Benennungen zur Beschreibung der dreidimensionalen Radontransformation

bestimmbaren Größen herangezogen: die Winkel α und β, die die Richtung des Koordinaten-Einheitsvektors $\vec{e}_w$ beschreiben:

$$\vec{e}_w = \begin{pmatrix} \cos\alpha \sin\beta \\ \sin\alpha \sin\beta \\ \cos\beta \end{pmatrix} \cdot (\vec{e}_x \ \vec{e}_y \ \vec{e}_z) , \tag{3.1.1.3}$$

der Winkel δ zwischen der globalen y-Achse $\vec{e}_y$ und der lokalen Koordinatensystem-Achse $\vec{e}_u$ und die Länge u, die den Punkt $\vec{C}'$ auf der Achse $\vec{e}_u$ festlegt. Der von $\vec{e}_\varphi$ und $\vec{e}_u$ eingeschlossene Winkel γ läßt sich leicht aus bekannten Größen berechnen:

$$\gamma = \arctan\left(\frac{u}{OS}\right) \tag{3.1.1.4}$$

Mit Hilfe dieser Größen berechnen sich die obengenannten Parameter zur Bestimmung der Position von $\vec{C}$ folgendermaßen:

$$s = u \cdot \cos\gamma = OS \cdot \sin\gamma \tag{3.1.1.5}$$

$$\vartheta = \arccos(-\sin\beta' \cdot \sin\gamma + \cos\beta' \cdot \cos\gamma \cdot \cos\delta) \tag{3.1.1.6}$$

$$\varphi = \arctan\left(\frac{-\sin\alpha' \cdot \cos\gamma \cdot \sin\delta - \cos\alpha' \cdot \sin\gamma \cdot \cos\beta' - \cos\alpha' \cdot \sin\beta' \cdot \cos\gamma \cdot \cos\delta}{-\cos\alpha' \cdot \cos\gamma \cdot \sin\delta + \sin\alpha' \cdot \sin\gamma \cdot \cos\beta' + \sin\alpha' \cdot \sin\beta' \cdot \cos\gamma \cdot \cos\delta}\right) \tag{3.1.1.7}$$

mit:

$$\beta' = \beta - \frac{\pi}{2}$$

$$\alpha' = \alpha + \frac{\pi}{2}$$

3.2 Interpolation der Abtastwerte auf ein reguläres Raster im Radonraum (Schritt 2)

Die Anwendung des dreidimensionalen Zentralschnittheorems erfordert die Bereitstellung von Abtastwerten des Spektrums entlang von Geraden durch den Koordinatenursprung. Auf dem Weg dorthin ist es daher notwendig, aus den im ersten Rekonstruktionsschritt berechneten Abtastwerten der abgeleiteten Radontransformierten durch Interpolation neue Funktionswerte zu bilden, die auf einem entsprechenden regulären Raster angeordnet sind. Wenn bei der Ermittlung der Funktionswerte der abgeleiteten Radontransformierten das Abtasttheorem eingehalten wurde, so ist eine solche Interpolation nach der Informationstheorie generell möglich, weil sich die Originalfunktion verlustlos wiederherstellen läßt und damit Funktionswerte an

beliebigen Punkten innerhalb des Definitionsbereiches ermittelt werden können. Welche Interpolationsverfahren im einzelnen anzuwenden sind, soll nachfolgend diskutiert werden.

Aus den Gleichungen 3.1.1.5 - 3.1.1.7 erkennt man, daß die räumliche Anordnung der berechneten Ableitungswerte der Radontransformierten von der Quellposition zum Aufnahmezeitpunkt abhängt. Es ist daher im folgenden nicht mehr möglich, konkrete Implementierungshinweise zu geben, ohne eine bestimmte Bahnkurve der Röntgenquelle zu betrachten. Für praktische Anwendungen stellt die einfache Umkreisung des Objektes auf einer Kreisbahn mit konstantem Radius sicherlich die bedeutendste Form der Quellbewegung dar. Daher wird für die weiteren Überlegungen zur Umsetzung der neuen Rekonstruktionsmethode dieser Bahnverlauf zugrundegelegt; er wird durch die folgende parametrisierte Raumkurve beschrieben:

$$\vec{a}(\lambda) = OS \cdot \begin{pmatrix} \sin(\lambda) \\ \cos(\lambda) \\ 0 \end{pmatrix} \cdot (\vec{e}_x \ \vec{e}_y \ \vec{e}_z) \tag{3.2.1}$$

mit $0 \leq \lambda < 2\pi$

Der Wert des weiter oben eingeführten Winkels β ist bei dieser speziellen Bahnkurve unabhängig vom Bahnparameter λ und beträgt während des gesamten Umlaufs $\frac{\pi}{2}$. Dadurch wird die Berechnung von ϑ und φ beträchtlich vereinfacht:

$$\vartheta = \arccos(\cos\gamma \cdot \cos\delta) \tag{3.2.2}$$

$$\varphi = \arctan\left(\frac{-\sin\alpha' \cdot \cos\gamma \cdot \sin\delta - \cos\alpha' \cdot \sin\gamma}{-\cos\alpha' \cdot \cos\gamma \cdot \sin\delta + \sin\alpha' \cdot \sin\gamma}\right) \tag{3.2.3}$$

An welchen Punkten im Radonraum Werte der abgeleiteten Radontransformierten mit Hilfe einer Zentralprojektion ermittelt werden können, zeigt die Abb. 3.2.1 auf der nächsten Seite. Dabei wurden die Winkelkoordinaten des Radonraumes auf kartesische Koordinaten abgebildet. Diese Darstellungsweise besitzt im folgenden den Vorteil, daß die Abtastabstände klarer erkennbar sind.

Eine Umformung des Ausdrucks zur Berechnung von φ unter Anwendung des Additionstheorems trigonometrischer Funktionen zeigt, daß der Azimutwinkel φ des Raumpunktes $\vec{C}$ direkt von dem Verdrehungswinkel α' der Röntgenquelle abhängt:

$$\tan\varphi = \tan(\alpha'+\varphi') = \frac{\tan\alpha'+\tan\varphi'}{1-\tan\alpha'\tan\varphi'} = \frac{\frac{\sin\alpha'}{\cos\alpha'} + \frac{-\sin\gamma}{-\cos\gamma\cdot\sin\delta}}{1-\frac{\sin\alpha'}{\cos\alpha'}\cdot\frac{-\sin\gamma}{-\cos\gamma\cdot\sin\delta}} \tag{3.2.4}$$

$$\rightarrow \varphi = \alpha' + \varphi'$$

mit:

$$\varphi' = \arctan\left(\frac{-\sin\gamma}{-\cos\gamma\cdot\sin\delta}\right)$$

Daraus folgt, daß ein gleichmäßiges Verdrehen der Röntgenquelle um jeweils einen konstanten Winkelschritt $\Delta\alpha'$ während des Meßvorgangs sich in einer in φ-Richtung gleichmäßigen Anordnung der berechenbaren Funktionswerte reproduziert. Die Abb. 3.2.2 auf der nächsten Seite zeigt diesen Sachverhalt.

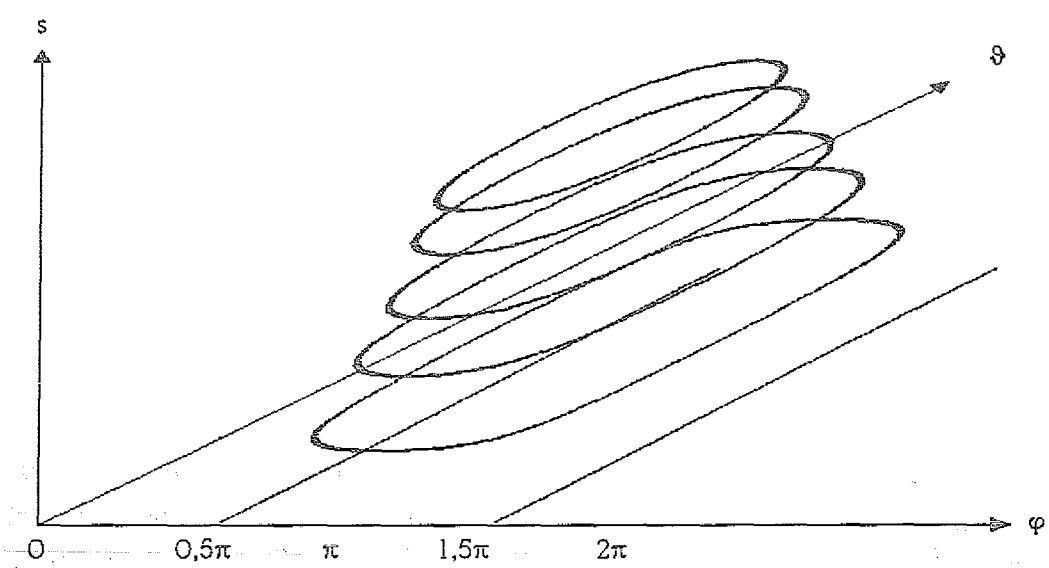
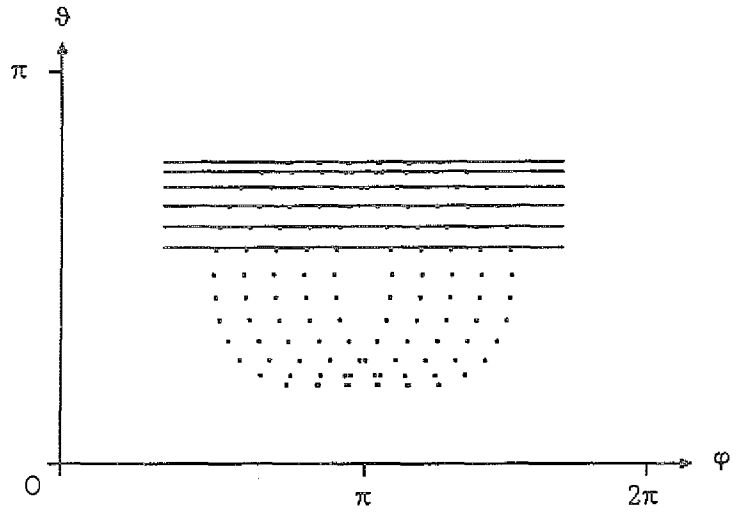


Abb. 3.2.1: Punkte im Radonraum, an denen sich die Ableitung der Radontransformierten aus einer Zentralprojektion ermitteln läßt. Dargestellt werden Punkte, die sich durch kontinuierliche Variation von δ bei unterschiedlichen festen Werten von $u = i\cdot 0{,}15\cdot OS$ mit $i = 0, 1, 2, 3, 4, 5$ ergeben. Die Zentralprojektion wurde mit Hilfe einer Quelle an der Stelle

$$\vec{S} = OS\cdot\begin{pmatrix}\cos\alpha\sin\beta\\ \sin\alpha\sin\beta\\ \cos\beta\end{pmatrix}\cdot(\vec{e}_x\ \vec{e}_y\ \vec{e}_z) \qquad \text{mit} \quad \alpha=\pi,\ \beta=\frac{\pi}{2}$$

aufgenommen.



s = const = OS·arctan(0,75)

Abb. 3.2.2: Punkte der Ebene s = OS·arctan(0,75) im Radonraum, an denen die Ableitung der Radontransformierten mit Hilfe von 5 Zentralprojektionen bestimmt werden können. Im vorliegenden Beispiel erfolgte die Auswertung der Projektionen für u = 0,75·OS, $\delta = (i+0{,}5)\cdot 2\pi/26$ mit i = 0, 1, 2, 3 ... 25. Der Elevationswinkel β der Quelle wurde mit konstant $\frac{\pi}{2}$ angenommen, der Azimutwinkel variiert: $\alpha = (1{,}5 + i\cdot 0{,}1)\cdot\pi$ mit i = -2, -1, 0, 1, 2.

Die eingezeichneten Geraden geben an, wo durch den ersten Interpolationsschritt (φ-Richtung) ortskontinuierlich Werte berechnet werden können. Ihr unregelmäßiger Abstand zeigt, daß beim zweiten Interpolationsschritt (ϑ-Richtung) Interpolationsverfahren für nichtregulär abgetastete Funktionen angewendet werden müssen.

In Richtung der ϑ- und der s-Koordinate des dreidimensionalen Radonraumes besitzen die erzeugten Funktionswerte hingegen unregelmäßige Abstände, wenn die Zentralprojektionen auf einem regelmäßigen (δ, u) Raster ausgewertet werden, wie dies im Sinne einer effizienten Implementierung erforderlich ist. Konkret wird der Abtastabstand der bereitgestellten Funktionswerte mit zunehmenden Werten von s und mit zunehmenden Abweichungen von $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ kleiner. Diese Tatsache wird durch die Abb. 3.2.3 auf der folgenden Seite belegt. Sie zeigt Punkte in der (ϑ, s) Ebene, auf denen sich - bei Auswertung der Zentralprojektionen auf einem diskreten regulären Polarkoordinatenraster - Werte der abgeleiteten Radontransformierten ergeben.

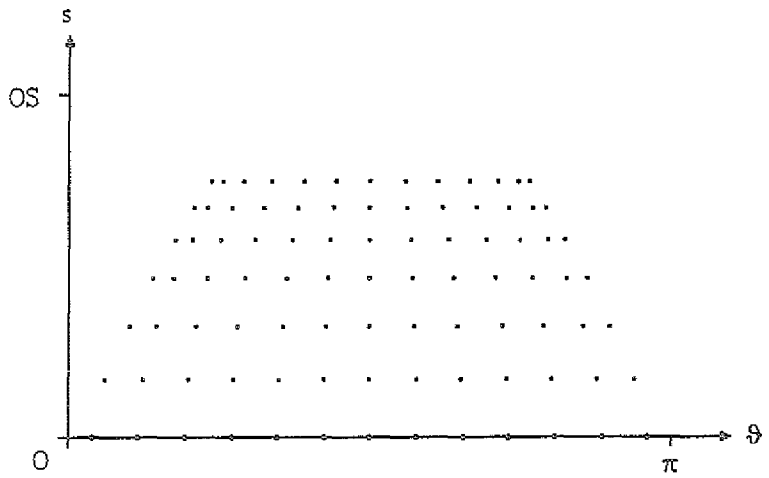


Abb. 3.2.3: Parallelprojektion entlang der φ-Achse: Die Abbildung zeigt Punkte, auf denen Werte der abgeleiteten Radontransformierten erzeugt werden, wenn die zugrundeliegende Zentralprojektion auf einem regelmäßigen Polarkoordinatenraster ausgewertet wird.

Für das gezeigte Beispiel wurde als Rastermaß des Polarkoordinatensystems $\Delta u = 0{,}15 \cdot OS$ und $\Delta\delta = 2\pi/26$ angenommen.

Für die Interpolation in azimutaler Richtung kann aufgrund der nachgewiesenen regelmäßigen Anordnung der Abtastpunkte die folgende Formel verwendet werden, die von Stark und Wengrovitz [Stark u. Wengrovitz 1983] für periodisch wiederholte Funktionen mit einer geraden Anzahl von Abtastwerten angegeben wurde:

$$p'(s{=}\text{const},\ \vartheta{=}\text{const},\ \varphi) = \sum_{n=0}^{N_{az}-1} p'\left(s{=}\text{const},\ \vartheta{=}\text{const},\ \frac{2\pi n}{N_{az}}\right) \cdot \frac{\sin\left(\frac{N_{az}-1}{2}\cdot\left(\varphi - \frac{2\pi n}{N_{az}}\right)\right)}{N_{az}\cdot\sin\left(\frac{1}{2}\cdot\left(\varphi - \frac{2\pi n}{N_{az}}\right)\right)} \qquad (3.2.4)$$

mit:

N_{az} ≡ gerade Anzahl azimutaler Abtastwerte

$$p'(s,\ \vartheta,\ \varphi) \equiv \frac{d\ p(s,\ \vartheta,\ \varphi)}{ds}$$

Die Interpolation in Elevationsrichtung, also in Richtung des Winkels ϑ, birgt die Schwierigkeit der ungleichmäßigen Abtastung. Clark und Koautoren haben in [Clark et al. 1985] jedoch einen Weg aufgezeigt, wie das Problem zu lösen ist: Durch eine Transformationsfunktion Υ wird die unregelmäßig abgetastete Funktion so gestreckt bzw. gestaucht, daß die Abstände zwischen den Abtastpunkten gleich werden. Im vorliegenden Fall gilt:

$$\vartheta_i = \arccos(\cos\gamma \cdot \cos(i \cdot \Delta\delta)) \qquad \text{mit:} \quad i = 0, 1, 2, 3, \ldots \tag{3.2.5}$$

$\Delta\delta$ ist in Schritt 1 (Erzeugung von Werten der abgeleiteten Radontransformierten) frei wählbar. Im Sinne einer effizienten Implementierung ist der Winkelfortschritt jedoch in allen Fällen konstant zu halten. Daher kann durch Umstellen der obigen Gleichung eine Streckungsfunktion gefunden werden, die einen gleichmäßigen Abstand zwischen den Abtastpunkten ϑ_i bewirkt:

$$\Upsilon(\vartheta) = \arccos\left(\frac{\cos\vartheta}{\cos\gamma}\right) \tag{3.2.6}$$

Entsprechend können dann, in Anwendung des von Clark et al. aufgestellten Theorems, örtliche Zwischenwerte mit Hilfe der folgenden Interpolationsvorschrift gefunden werden (vergleiche auch [Oskoui u. Stark 1989]):

$$p'(s{=}\text{const}, \vartheta, \varphi{=}\text{const}) =$$

$$\sum_{n=0}^{N_{el}-1} p'\left(s{=}\text{const}, \frac{\pi n}{N_{el}}, \varphi{=}\text{const}\right) \cdot \frac{\sin\left(\frac{2\cdot N_{el}-1}{2}\cdot\left(\Upsilon(\vartheta) - \frac{\pi n}{N_{el}}\right)\right)}{N_{el}\cdot\sin\left(\left(\Upsilon(\vartheta) - \frac{\pi n}{N_{el}}\right)\right)} +$$

$$\sum_{n=N_{el}}^{2\cdot N_{el}-1} p'\left(s{=}\text{const}, 2\pi - \frac{\pi n}{N_{el}}, \varphi{=}\text{const}+\pi\right) \cdot \frac{\sin\left(\frac{2\cdot N_{el}-1}{2}\cdot\left(\Upsilon(\vartheta) - \frac{\pi n}{N_{el}}\right)\right)}{N_{el}\cdot\sin\left(\left(\Upsilon(\vartheta) - \frac{\pi n}{N_{el}}\right)\right)} \tag{3.2.7}$$

mit:

N_{el} ≡ Anzahl der Abtastwerte in Elevationsrichtung

Weil $p'(\cdot)$ zwar in Elevationsrichtung periodisch ist, durch die Verwendung eines Kugelkoordinatensystems ϑ in seinem Definitionsbereich jedoch nicht

die gesamte Periode überstreicht, müssen in der obigen Darstellung der Interpolationsformel die beiden Intervalle $0 \le \vartheta < \pi$ und $\pi \le \vartheta < 2\pi$ berücksichtigt werden.

Für die nachfolgende Interpolation in radialer Richtung, aber auch für die im nächsten Schritt erforderliche Fouriertransformation, ist es günstig, ein neues Koordinatensystem einzuführen. Es unterscheidet sich lediglich im Definitionsbereich der Koordinaten - der Definitionsbereich von s wird auf negative Werte ausgedehnt. Dies macht es erforderlich, den Elevationswinkel auf das Intervall $0 \le \vartheta < \frac{\pi}{2}$ zu beschränken. Der Vorteil eines solchermaßen definierten Koordinatensystem ist darin zu sehen, daß Punkte, die auf einer Geraden durch den Ursprung liegen, mit gleichen Werten von ϑ und φ gekennzeichnet sind. Durch alleinige Variation von s lassen sich dann alle Punkte einer solchen Geraden erreichen.

Das neue Koordinatensystem werde durch ein Dach über den alten Koordinatenbenennungen gekennzeichnet. Es gelten dann die folgenden Korrespondenzen:

$$\left.\begin{aligned} \hat{s} &= s \\ \hat{\vartheta} &= \vartheta \\ \hat{\varphi} &= \varphi \end{aligned}\right\} \quad \text{für} \quad 0 \le \vartheta < \frac{\pi}{2} \tag{3.2.8}$$

$$\left.\begin{aligned} \hat{s} &= -s \\ \hat{\vartheta} &= \pi - \vartheta \\ \hat{\varphi} &= \varphi + \pi \end{aligned}\right\} \quad \text{für} \quad \frac{\pi}{2} \le \vartheta < \pi$$

Mit diesem neuen Koordinatensystem läßt sich der letzte Interpolationsschritt (in radialer Richtung) leichter formulieren. Wiederum ist der Abtastabstand unregelmäßig. Es läßt sich jedoch auch hier eine Transformationsfunktion finden, die durch Streckung der Originalfunktion einen gleichmäßigen Abstand der Abtastpunkte erzeugt. Der Wert von $\hat{s}$ berechnet sich in Abhängigkeit von u und δ folgendermaßen:

$$\hat{s} = OS \cdot \sin\left(\arctan \frac{i \cdot \Delta u}{OS}\right) \qquad \text{für} \quad -\frac{\pi}{2} < \delta < \frac{\pi}{2} \tag{3.2.9}$$

$$\hat{s} = -OS \cdot \sin\left(\arctan \frac{i \cdot \Delta u}{OS}\right) \qquad \text{für} \quad \frac{\pi}{2} \le \delta \le \frac{3\pi}{2}$$

mit: $i = 0, 1, 2, 3, \ldots$

Durch Umstellen ergibt sich eine geeignete Transformationsfunktion:

$$\Upsilon(\hat{s}) = OS \cdot \tan\left(\arcsin\frac{\hat{s}}{OS}\right) \tag{3.2.10}$$

Für die Bildung der Orts-Zwischenwerte in $\hat{s}$-Richtung ist eine gewöhnliche si-Interpolation vorzusehen. Unter Anwendung des Theorems von Clark et al. ergibt sich dann für die radiale Richtung die folgende Interpolationsformel:

$$p'(\hat{s}, \hat{\vartheta}=\text{const}, \hat{\varphi}=\text{const}) =$$

$$\sum_{n=-\frac{N_{rad}}{2}}^{\frac{N_{rad}}{2}-1} p'\left(OS \cdot \sin\left(\arctan\frac{n \cdot \Delta u}{OS}\right) \cdot \operatorname{sgn}(n), \hat{\vartheta}=\text{const}, \hat{\varphi}=\text{const}\right) \cdot \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\Delta u} \cdot \left(\Upsilon(\hat{s}) - n \cdot \Delta u\right)\right)}{\frac{\pi}{\Delta u} \cdot \left(\Upsilon(\hat{s}) - n \cdot \Delta u\right)}$$

mit (3.2.11)

N_{rad} ≡ Anzahl der radialen Abtastpunkte

Nach der sukzessiven Anwendung dieser drei Interpolationsschritte liegen Werte der abgeleiteten Radontransformierten auf einem regelmäßigen Raster im Radonraum vor, d. h. die Abtastwerte sind nunmehr auf Geraden durch den Koordinatenursprung angeordnet.

3.3 Integration der abgeleiteten Radontransformierten (Schritt 3)

Zur Rückgewinnung der Radontransformierten aus ihren Ableitungswerten ist eine Integration, bzw. im vorliegenden diskreten Fall eine Summation, entlang s durchzuführen. Unter Beachtung des neuen Koordinatensystem berechnen sich die Abtastwerte der Radontransformierten folgendermaßen:

$$p(\hat{s}_N, \hat{\vartheta}, \hat{\varphi}) = \Delta\hat{s} \cdot \sum_{n=0}^{N} p'(\hat{s}_n, \hat{\vartheta}, \hat{\varphi}) \qquad \text{mit} \quad -\frac{N_{rad}}{2} \le N < \frac{N_{rad}}{2} \tag{3.3.1}$$

3.4 Eindimensionale Fouriertransformation entlang zentraler Geraden (Schritt 4)

Die Anwendung des Zentralschnittheorems macht die Fouriertransformation der Radontransformierten entlang von Geraden durch den Koordinatenursprung erforderlich. Durch Anwendung der eindimensionalen schnellen Fouriertransformation bezüglich $\hat{s}$ sind die Daten in den Frequenzbereich zu übersetzen.

3.5 Dreidimensionale Interpolation der Abtastwerte auf ein kartesisches Raster im Ortsfrequenzraum (Schritt 5)

Nach Durchführung der Fouriertransformation liegen die Werte des Objektspektrums $M(\vec{f}_x)$ auf einem Kugelkoordinatenraster vor. Für die Anwendung der dreidimensionalen inversen Fouriertransformation, mit der die gesuchte Objektfunktion letztendlich rekonstruiert wird, sind jedoch Spektralwerte auf einem kartesischen Raster erforderlich. Daher ist eine weitere dreidimensionale Interpolation notwendig, mit deren Hilfe diese Werte ermittelt werden können. Als Interpolationsrichtungen bieten sich die Koordinaten $\hat{s}$, $\hat{\vartheta}$ und $\hat{\varphi}$ an; in diesen Richtungen besitzen die Abtastpunkte regelmäßige Abstände.

Die anzuwendenden Interpolationsformeln beinhalten keine Besonderheiten: In radialer Richtung ist eine gewöhnliche si-Interpolation zu verwenden. Für die Azimutal- und Elevationsrichtung liegt eine periodische Wiederholung der Daten vor, so daß hier die entsprechende Interpolationsformel für zyklische Signale einzusetzen ist [Stark u. Wengrovitz 1983].

Im einzelnen sind wiederum drei sukzessive Interpolationsschritte erforderlich:

in Radialrichtung:

$$M(f_s,\ \hat{\vartheta} = \text{const},\ \hat{\varphi} = \text{const}) =$$

$$\sum_{n=-\frac{N_{rad}}{2}}^{\frac{N_{rad}}{2}-1} M(n\cdot\Delta f_s,\ \hat{\vartheta} = \text{const},\ \hat{\varphi} = \text{const}) \cdot \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\Delta f_s}\cdot\left(f_s - n\cdot\Delta f_s\right)\right)}{\frac{\pi}{\Delta f_s}\cdot\left(f_s - n\cdot\Delta f_s\right)} \tag{3.5.1}$$

mit

N_{rad} ≡ Anzahl radialer Abtastpunkte

in Azimutalrichtung:

$M(f_{\hat{s}} = \text{const},\ \hat{\vartheta} = \text{const},\ \hat{\varphi}) =$

$$\sum_{n=0}^{N_{az}-1} M\left(f_{\hat{s}} = \text{const},\ \hat{\vartheta} = \text{const},\ \frac{2\pi n}{N_{az}}\right) \cdot \frac{\sin\left(\frac{N_{az}-1}{2} \cdot \left(\hat{\varphi} - \frac{2\pi n}{N_{az}}\right)\right)}{N_{az} \cdot \sin\left(\frac{1}{2} \cdot \left(\hat{\varphi} - \frac{2\pi n}{N_{az}}\right)\right)} \tag{3.5.2}$$

mit:

N_{az} ≡ Gerade Anzahl azimutaler Abtastwerte

in Elevationsrichtung:

$M(f_{\hat{s}} = \text{const},\ \hat{\vartheta},\ \hat{\varphi} = \text{const}) =$

$$\sum_{n=0}^{4 \cdot N_{el}-1} M(\vec{y}) \cdot \frac{\sin\left(\frac{4 \cdot N_{el}-1}{2} \cdot \left(\hat{\vartheta} - \frac{\pi n}{2 \cdot N_{el}}\right)\right)}{4 \cdot N_{el} \cdot \sin\left(\frac{1}{2} \cdot \left(\hat{\vartheta} - \frac{\pi n}{2 \cdot N_{el}}\right)\right)} \tag{3.5.3}$$

mit:

$$\vec{y} = \begin{cases} \left(f_{\hat{s}} = \text{const},\ \frac{\pi n}{2 \cdot N_{el}},\ \hat{\varphi} = \text{const}\right) & \text{für } 0 \le n < N_{el} \\ \left(f_{\hat{s}} = -\text{const},\ \pi - \frac{\pi n}{2 \cdot N_{el}},\ \hat{\varphi} = \text{const} + \pi\right) & \text{für } N_{el} \le n < 2 \cdot N_{el} \\ \left(f_{\hat{s}} = -\text{const},\ \frac{\pi n}{2 \cdot N_{el}} - \pi,\ \hat{\varphi} = \text{const}\right) & \text{für } 2 \cdot N_{el} \le n < 3 \cdot N_{el} \\ \left(f_{\hat{s}} = \text{const},\ 2\pi - \frac{\pi n}{2 \cdot N_{el}},\ \hat{\varphi} = \text{const} + \pi\right) & \text{für } 3 \cdot N_{el} \le n < 4 \cdot N_{el} \end{cases}$$

N_{el} ≡ Anzahl der Abtastwerte in Elevationsrichtung

3.6 Dreidimensionale inverse Fouriertransformation (Schritt 6)

Eine dreidimensionale Fouriertransformation bezüglich der kartesischen Achsen $\vec{e}_x$, $\vec{e}_y$ und $\vec{e}_z$ rekonstruiert im letzten Schritt die gesuchte Objektfunktion $\mu(\vec{x})$. Auch hier wird vorteilhaft die schnelle Fouriertransformation verwendet.

3.7 Bemerkungen zur Implementierung der Interpolationen

Die vorgestellten Interpolationsformeln sehen die Verwendung einer großen Anzahl von Stützstellen vor. Weil jedoch die Werte der interpolierenden Faltungskerne schnell abklingen, liegt es nahe, nur eine geringe Anzahl von Stützstellen zu verwenden. Dies kommt der Verwendung einer Fensterfunktion gleich, mit der der Interpolationskern multipliziert wird. Entsprechend der Signaltheorie ist daher im Frequenzbereich mit der Fouriertransformierten der verwendeten Fensterfunktion zu falten. Wenn die Inter-

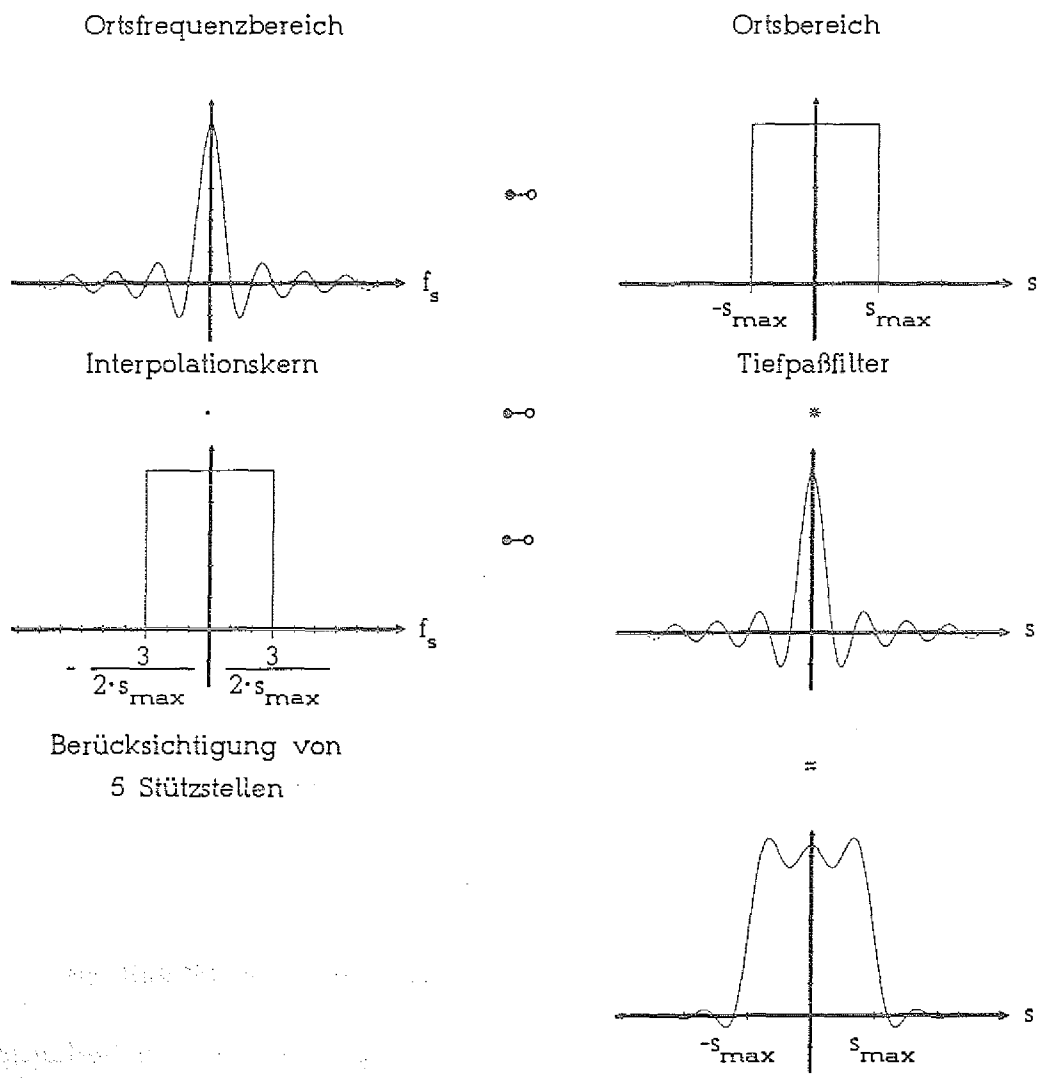


Abb. 3.7.1: Durch den vorzeitigen Abbruch der Interpolation im Ortsfrequenzbereich kommt es ohne besondere Maßnahmen zu Schwingungsartefakten bei der im Ortsbereich rekonstruierten Funktion.

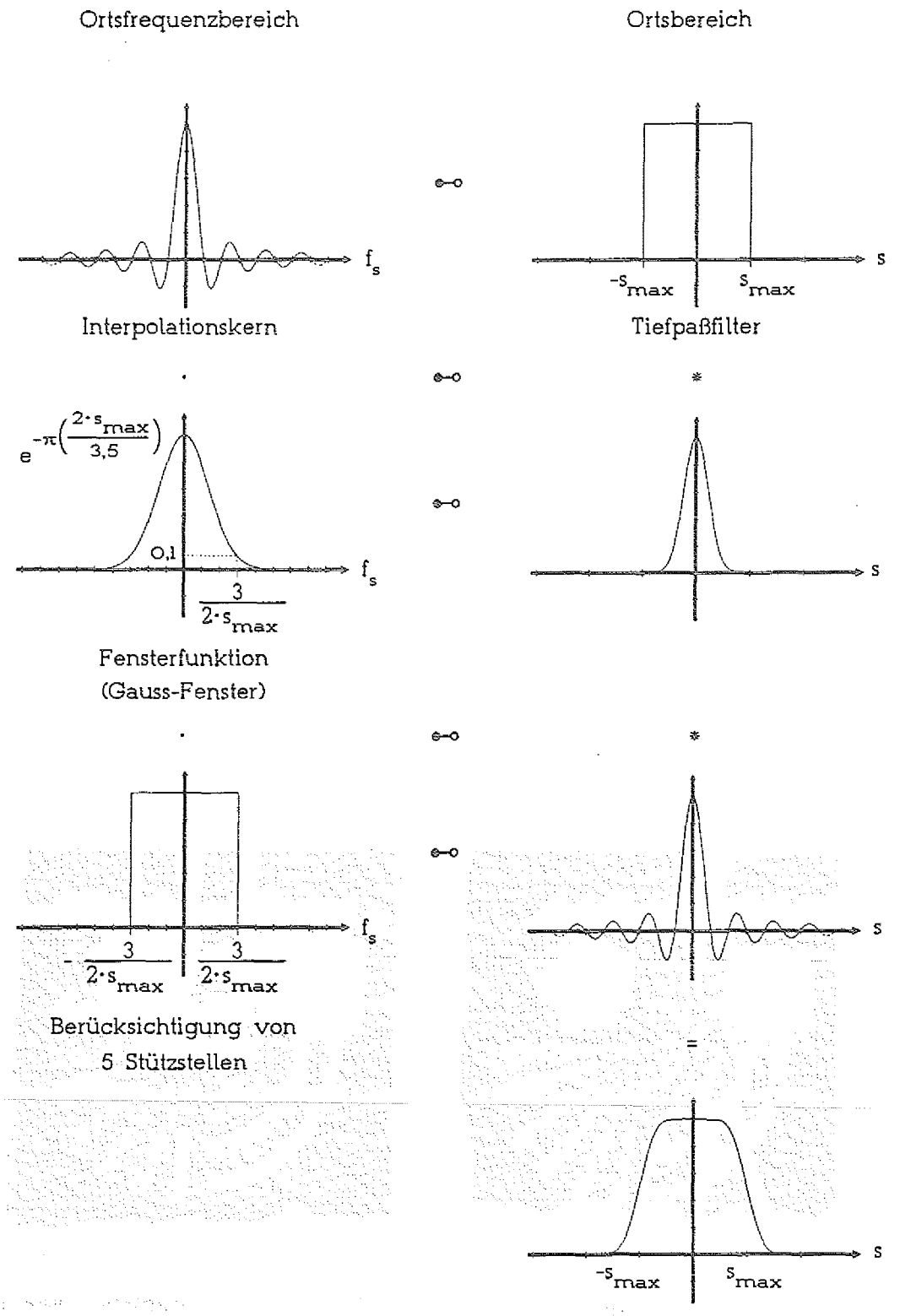


Abb. 3.7.2: Durch die Verwendung einer geeigneten Fensterfunktion können Schwingungsartefakte, die durch vorzeitigen Abbruch der Interpolation entstehen, vermieden werden.

polation nach einigen Stützstellen abrupt abgebrochen wird, entspricht dies einer Fensterung mit einer Rechteckfunktion. Infolgedessen kann es zu starken Schwingungsartefakten kommen, wie die Abb. 3.7.1 am Beispiel der Interpolation im Ortsfrequenzbereich zeigt. Als Abhilfe ist der interpolierende Faltungskern zunächst mit einer geigneten Fensterfunktion zu multiplizieren. Es kommen Gauss-, Hamming,- Kaiser-, oder ähnliche Fenster in Betracht. Nachdem auf diese Weise ein definiertes Abklingen der Interpolationsfunktion erzwungen wurde, kann die Interpolation problemlos nach wenigen Stützstellen abgebrochen werden. In Abb. 3.7.2 ist zu erkennen, daß auf diese Weise unter Verwendung eines Gauss-Fensters der Artefakt verschwindet. Die Abbildungen 3.7.3 und 3.7.4 zeigen den Effekt in seiner praktischen Auswirkung an Hand einer zweidimensionalen tomographischen Rekonstruktion eines mathematischen Testphantoms [Fuhrmann 1990] mit Hilfe der direkten Fouriermethode: Der einfache Abbruch der Interpolation führt zu einer "Wolkenstruktur" im Rekonstruktionsbild. Durch vorherige Multiplikation des Interpolationskerns mit einem Hamming-Fenster konnte der Artefakt beseitigt werden. Die in [Peng 1987] beschriebenen "ringing-artifacts" sind wohl ebenfalls als eine Folge der abgebrochenen Interpolation zu bewerten.

Erfahrungen mit der direkten Fouriermethode bei der Rekonstruktion zweidimensionaler Bilder haben gezeigt, daß die Verwendung von 3-7 Stützstellen ausreichend ist, wenn der interpolierende Faltungskern zuvor mit einer geeigneten Fensterfunktion multipliziert wird.

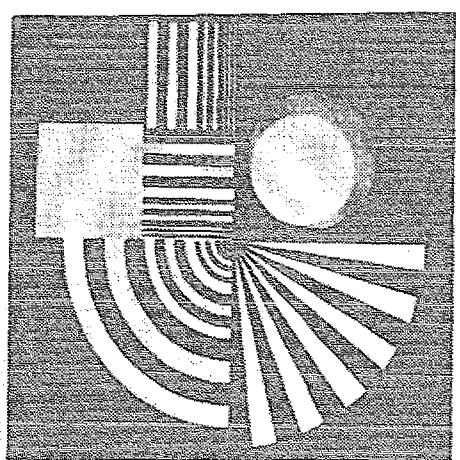


Abb. 3.7.3: Tomographische Rekonstruktion eines Testphantoms nach der direkten Fouriermethode mit abrupten Abbruch der Interpolation nach 5 Stützstellen.

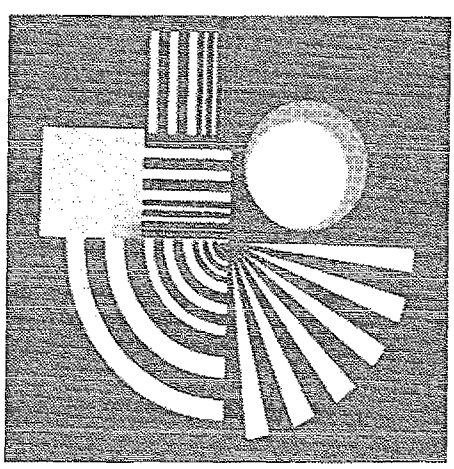


Abb. 3.7.4: Rekonstruktion wie in der linken Abbildung, jedoch wurde die Interpolationsfunktion zuvor mit einem Hamming-Fenster multipliziert.

3.8 Zum Rechenaufwand der neuen Rekonstruktionsmethode

Die Abschätzung des Rechenaufwandes, den ein bestimmter Algorithmus erfordert, ist in Zeiten ständig wechselnder Rechnerarchitekturen ein heikles Unterfangen. Das Aufkommen von Parallelrechnern, die Zunahme des verfügbaren Arbeitsspeichers, die Einführung von Spezialprozessoren mit fest verdrahteten Signalverarbeitungsfunktionen - all dies kann einem speziellen Algorithmus zum Vor- oder Nachteil gereichen. Wohlwissend um diese Schwierigkeiten soll hier dennoch auf einer theoretischen Basis der grundsätzliche Rechenaufwand der neuen Rekonstruktionsmethode abgeschätzt und mit dem des "Feldkamp-Algorithmus" [Feldkamp 1984] verglichen werden.

Für die Kalkulation der notwendigen Rechenoperationen wird angenommen, daß die Berechnung einer eindimensionalen schnellen Fouriertransformation größenordnungsmäßig $N \cdot \mathrm{ld}\,N$ Multiplikationen benötigt, wobei N die Matrixgröße bezeichnet. Die eindimensionale Interpolation wird mit 5 Multiplikationen veranschlagt. Diese Angaben berücksichtigen, daß Fließkomma-Multiplikationen bei herkömmlichen Prozessoren durch ein Mikroprogramm realisiert werden und damit entscheidend zur Gesamtrechenzeit beitragen.

Für die einzelnen Rekonstruktionsschritte ist dann von folgendem Rechenaufwand auszugehen:

Schritt 1 (Erzeugung der Ableitung der Radontransformierten)	
2D-Fouriertransformation	$M_{Proj} \cdot 2 \cdot N^2 \cdot \mathrm{ld}\,N$
2D-Interpolation kartesisch-polar	$M_{Proj} \cdot N^2 \cdot 25$
inverse Fouriertransformation	$M_{Proj} \cdot 2 \cdot N^2 \cdot \mathrm{ld}\,N$
Berechnung der Ableitung	N^3
Schritt 2 (3D-Interpolation im Radonraum)	$N^3 \cdot 125$
Schritt 3 (Integration der Radontransformierten)	N^3
Schritt 4 (eindimensionale Fouriertransformation)	$3 \cdot N^3 \cdot \mathrm{ld}\,N$
Schritt 5 (3D-Interpolation im Ortsfrequenzraum)	$N^3 \cdot 125$
Schritt 6 (Dreidimensionale inverse Fouriertransformation)	$3 \cdot N^3 \cdot \mathrm{ld}\,N$

mit:

N ≡ Kantenlänge des Rekonstruktionskubus'

M_{Proj} ≡ Anzahl der Projektionen ≈ $2 \cdot N$

Entsprechend dieser Kalkulation ist also insgesamt ein Aufwand in der Größenordnung von $N^3 \cdot (14 \cdot \mathrm{ld}\,N + 300)$ Multiplikationen für die Rekonstruktion einer Objektfunktion mit N^3 Volumenelementen zu veranschlagen. Der Hauptrechenaufwand bei dem von Feldkamp [Feldkamp 1984] angegebe-

nen Algorithmus liegt in der dreidimensionalen Rückprojektion aller Einzelprojektionen. Dabei werden jeweils alle Volumenelemente adressiert und die entsprechenden gefilterten Projektionswerte eingetragen. Insgesamt ist daher mit einem Aufwand von etwa $M_{Proj} \cdot N^3 \cdot 10 \approx 20 \cdot N^4$ Multiplikationen zu rechnen. Geht man von einer typischen Größe von N = 256 aus, so erkennt man, daß der hier vorgeschlagene Algorithmus zur dreidimensionalen tomographischen Rekonstruktion im Fourierbereich etwa eine Größenordnung weniger Rechenoperationen benötigt als das von Feldkamp angegebene Verfahren.

Dieser Vorteil bezüglich der Anzahl durchzuführender Rechenschritte wird durch einen erhöhten Bedarf an Arbeitsspeicher erkauft. Die dreidimensionale Interpolation erfordert praktisch, daß alle Abtastwerte gleichzeitig im Halbleiterspeicher des Rechners abgelegt sind. Dies bedeutet bei einem Rekonstruktionsvolumen von 256^3 Elementen, unter Verwendung des IEEE float-Formats (4 Byte), einen Speicherplatzbedarf von 64 MByte. Dieser Speicherbedarf kann heutzutage bereits durch Workstations befriedigt werden. Es ist jedoch zu vermuten, daß schon in naher Zukunft so große Arbeitsspeicher zur Regelausstattung von Standard-Arbeitsplatzrechnern gehören werden.

Eine abschließende Bemerkung betrifft die Behandlung von Real- und Imaginärteil in den oben durchgeführten Überschlagsrechnungen. Dort war, bezüglich der dreidimensionalen Interpolation und des benötigten Speichervolumens, von insgesamt N^3 Volumenelementen ausgegangen worden. Durch den Übergang auf den Ortsfrequenzbereich wird jedoch für jedes Volumenelement ein Speicherplatz für den Real- und den Imaginärteil des Spektralwertes benötigt. Dadurch verdoppelt sich der notwendige Speicherplatz und die Anzahl der Interpolationsschritte. Da jedoch eine rein reelle Objektfunktion rekonstruiert wird, sind die Spektralwerte der negativen Frequenzen konjugiert komplex zu den korrespondierenden Werten positiver Ortsfrequenz. Aus diesem Grunde müssen nur die Spektralwerte in der positiven Ortsfrequenzhalbkugel betrachtet werden, was die Zahl der zu behandelnden Volumenelemente halbiert. Somit behalten die oben angegebenen Werte für den Speicherplatzbedarf und die Anzahl der Interpolations-Rechenschritte ihre Gültigkeit.

Teil 2:

Entwicklung des physikalisch-elektronischen Meßsystems für die Labor-Mikrotomographieanlage

Der vorliegende zweite Teil der Arbeit befaßt sich mit der systematischen Entwicklung der physikalischen Komponenten für das Labor-Mikrotomographiesystem. Schwerpunkte sind dabei Untersuchungen bezüglich einer geeigneten Röntgenquelle und die Entwicklung eines neuartigen hochortsauflösenden Röntgendetektors.

4. Röntgenquelle

Eine Mikrotomographieanlage für den Laborgebrauch bedingt eine Röntgenquelle, die einerseits in der Lage ist, einen genügend hohen Quantenfluß zu erzeugen, andererseits aber den Erwartungen an ein Laborgerät hinsichtlich des Raumbedarfs und der Kosten entspricht. Die beiden letzten Bedingungen bedeuten, daß Röntgenlaser, Synchrotron oder Plasmafokus als Röntgenquelle ausscheiden und praktisch nur konventionelle Röntgenquellen für ein solches System verwendbar sind. Dabei ist fraglich, ob diese Quellen auch in der Lage sind, eine solche Röntgenquantenflußdichte zu liefern, daß die Messungen in praktikabler Zeit durchgeführt werden können. Die Klärung dieser Frage verlangt zunächst die Bestimmung der Quantenanzahl, die zur Erzeugung eines Tomogramms solcher Qualität notwendig ist, daß eine Aussage im Sinne der Meßfragestellung möglich ist. Weil hierfür nach meinem Wissen keine theoretisch fundierten Modelle existieren, die eine quantitative Aussage zulassen, steht die Ableitung eines entsprechenden Konzeptes und die Berechnung der erforderlichen Röntgenquantenanzahl am Anfang aller weiteren Überlegungen.

Nach Festlegung der Kennwerte einer konventionellen Röntgenquelle, wie sie für den Betrieb in einem Mikrotomographiesystem erforderlich sind,

wird zunächst die theoretisch zu erwartende Quantenflußdichte und durch Vergleich mit der erforderlichen Röntgenquantenanzahl die notwendige Meßzeit errechnet. Dabei zeigt sich, daß konventionelle Röntgenquellen grundsätzlich für die Verwendung in einer Mikrotomographieanlage geeignet sind.

Vorschläge zur Erweiterung eines Rasterelektronenmikroskops (REM) für den Mikrotomographiebetrieb und ihre praktische Umsetzung zeigen Wege, wie die projektierte Mikrofokus-Röntgenquelle günstig zu realisieren ist.

4.1 Die erforderliche Röntgenquantenanzahl

Das Signal-zu-Rauschverhältnis (SNR: Signal-to-Noise-Ratio) in einem Bild, das die örtliche Intensitätsverteilung einer Strahlung wiedergibt, ist infolge der Poisson-statistischen Natur der Strahlung proportional zur Wurzel aus der Anzahl der Strahlungsquanten, die zu seiner Formierung herangezogen wurden. Dies gilt auch für Tomogramme, denn ihre Rekonstruktion beruht auf einer Vielzahl von Projektionsradiographien, die die örtliche Röntgenstrahlungsintensität hinter dem Objekt messen. Während bei lichtfotografischen Aufnahmen praktisch immer mit so großen Photonenfluenzen gearbeitet werden kann, daß poissonsche Fluktuationen in den gemessenen Photonenzahlen vernachlässigbar sind, ist bei Verwendung von Röntgenstrahlung die Anzahl der Röntgenquanten jedoch oft so gering, daß Poissonrauschen deutlich in Erscheinung tritt. Zwei wichtige Gründe zwingen im allgemeinen zu einer solch sparsamen Verwendung der Röntgenstrahlung:

1) Die auf das Untersuchungsobjekt einwirkende Strahlendosis kann insbesondere bei lebenden Objekten zu direkten oder indirekten Strahlenschäden führen.
2) Die Erzeugung hoher Röntgenquantenflüsse ist mit großem technischem Aufwand verbunden und daher kostenintensiv[1].

Die Rangfolge der Gründe wird je nach Anwendungsgebiet unterschiedlich sein: Während in der Medizin die Vermeidung von Strahlenschäden im Vordergrund steht, wird bei Materialuntersuchungen der ökonomische

---

1) Dieses Argument impliziert, daß die Belichtungszeit ein gewisses Maß nicht überschreiten soll. Dies kann z. B. zur Vermeidung von Bewegungsartefakten oder aus rein praktischen Gründen erforderlich sein.

Aspekt überwiegen, da Strahlenschäden an toten Materialien erst bei sehr hohen Strahlendosen zu befürchten sind. Im Endeffekt ist jedoch in beiden Fällen sorgfältig abzuwägen, welche Röntgenquantenanzahl zur Erfüllung der jeweiligen Meßaufgabe tatsächlich notwendig ist.

Im folgenden wird daher auf einer signaltheoretischen Grundlage eine allgemeine Gleichung für die Computertomographie entwickelt, mit der das mindestens benötigte SNR im Tomogramm und daraus wiederum die während der Messung notwendige Quantenmenge bestimmt werden kann.

Engelke hat in [Engelke 1989] dargestellt, wie sich das SNR in einem Tomogramm unter anderem aus der Anzahl der insgesamt auf ein Detektorelement ausgesandten Röntgenquanten ergibt. Er geht idealisierend davon aus, daß der untersuchte Objektkörper einen kreisrunden Querschnitt und einen homogenen Abschwächungskoeffizienten $\bar{\mu}$ besitze.

Die Standardabweichung des berechneten Abschwächungskoeffizienten im Bereich des Zentralpixels beträgt nach Engelke:

$$\sigma_{\bar{\mu}}(0,0) = \sqrt{\frac{(e^{\bar{\mu}D}+1)}{DQE \cdot N_O} \cdot \frac{B \cdot n^2}{D^2}} \qquad (4.1.1)$$

mit:

- $\sigma_{\bar{\mu}}(0,0)$ ≡ Standardabweichung des berechneten Schwächungskoeffizienten im Tomogrammittelpunkt
- $\bar{\mu}$ ≡ mittlerer Schwächungskoeffizient des Objektes
- D ≡ Durchmesser der kreisrunden Objektschicht
- n ≡ Anzahl der Detektorelemente, auf die das Objekt abgebildet wird
- N_O ≡ Anzahl der Röntgenquanten, die während einer gesamten Messung auf ein Detektorelement, ohne Objekt im Strahlengang, fallen würden
- DQE ≡ Quanteneffizienz des Detektors (siehe Kapitel 4.3)
- B ≡ Faktor zur Berücksichtigung des Rekonstruktionsalgorithmus-Einflusses ($B \simeq 2$)

Damit kann das SNR berechnet werden:

$$SNR\,(0,0) = \frac{\bar{\mu}\,(0,0)}{\sigma_{\bar{\mu}}(0,0)} = \frac{\bar{\mu} \cdot D}{n \cdot \sqrt{B}} \cdot \sqrt{\frac{DQE \cdot \bar{N}_O}{(e^{\bar{\mu}D}+1)}} \qquad (4.1.2)$$

Die Variation von $\bar{\mu} \cdot D$ ergibt ein maximales SNR für den Zentralpixel, wenn die Bedingung $\bar{\mu} \cdot D = 2{,}22$ erfüllt ist [Engelke 1989], [Grodzins 1983]. Barret und Swindell [Barrett u. Swindell 1981] haben gezeigt, daß die Stan-

dardabweichung des berechneten Schwächungswertes anderer Bildpunkte eine Funktion von $\sigma_{\bar{\mu}}$ (0,0) ist, so daß die Optimierung von SNR (0,0) gleichzeitig auch das SNR anderer Bildpunkte maximiert.

Das mindestens erforderliche SNR in einem Tomogramm bemißt sich nach der geforderten Zuverlässigkeit, mit der zwei benachbarte Objektpunkte unterschiedlichen Röntgenschwächungsvermögens unterscheidbar sein sollen. Infolge des Quantenrauschens in den Ausgangsprojektionen kommt es zu Fluktuationen in den berechneten Schwächungskoeffizienten, die statistisch durch eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion mit gaussförmigem Verlauf beschrieben werden können [Barrett u. Swindell 1981]. Wenn der Abschwächungskoeffizient nur eines Objektpunktes variiert wird, der Körper aber ansonsten einen homogenen, konstanten Absorptionskoeffizienten $\bar{\mu}$ besitzt, dann wird die Form der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion nicht vom Wert des Absorptionskoeffizienten im betrachteten Objektpunkt abhängen und kann mit Hilfe des Erwartungswertes μ_e und der in Gl. 4.1.1 angegebenen Standardabweichung $\sigma_{\bar{\mu}}$ (0,0) bestimmt werden:

$$p(\mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\bar{\mu}}(0,0)}} \; e^{-\frac{(\mu-\mu_e)^2}{2\,\sigma^2_{\bar{\mu}}(0,0)}} \qquad (4.1.3)$$

Betrachtet werden nun zwei Objektpunkte mit den Absorptionskoeffizienten μ_1 und μ_2 mit $\mu_1 - \mu_2 = K_\mu \cdot \bar{\mu}$ ($K_\mu << 1$). Durch die suboptimalen Übertragungseigenschaften des Tomographiesystems (insbesondere von Röntgendetektor, Verstärker und Rekonstruktionsalgorithmus) werden hohe Ortsfrequenzen mit verringerter Modulation wiedergegeben. Dies läßt sich durch den Faktor MTF_{fg} berücksichtigen, der den Wert der Modulationstransferfunktion bei der Grenzübertragungsfrequenz des Systems angibt. Die korrigierte Differenz der rekonstruierten Absorptionskoeffizienten in den beiden betrachteten Objektpunkten beträgt somit $MTF_{fg} \cdot K_\mu \cdot \bar{\mu}$. Zusammen mit der in Gl. 4.1.3 beschriebenen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ergibt sich hieraus das in Abb. 4.1.1 gezeigte Bild. Es beschreibt die Wahrscheinlichkeiten, mit denen in einem Ensemble von unabhängig erstellten Tomogrammen bestimmte Absorptionskoeffizientenwerte in den beiden betrachteten Objektpunkten auftreten. Aus der Signalübertragungstechnik ist bekannt, daß in solchen Fällen eine optimale Unterscheidbarkeit der beiden Signale (μ_1 und μ_2) dann gegeben ist, wenn die Entscheidungsschwelle C so gewählt wird, daß gilt $C = (\mu_1 + \mu_2)/2$ [Lüke 1985]. Der in Abb. 4.1.1 schraffierte Bereich gibt dann die Wahrscheinlichkeit an, mit dem der Abschwächungskoeffizient falsch zugeordnet wird. Diese Fehlerwahrscheinlichkeit berechnet sich zu:

$$P_e = 2\cdot\left(1 - \mathrm{erf}\left(\frac{\bar{\mu}\cdot\frac{MTF_{fg}\cdot K_\mu}{2}}{\sigma_{\bar{\mu}}(0,0)}\right)\right) \tag{4.1.4}$$

$$= 2\cdot\left(1 - \mathrm{erf}\left(SNR(0,0)\cdot\frac{MTF_{fg}\cdot K_\mu}{2}\right)\right)$$

mit:

P_e ≡ Fehlerwahrscheinlichkeit

erf(x) ≡ error function - Wahrscheinlichkeit, daß eine normalverteilte Größe kleiner als x ist [Lüke 1985]

Die Aussage von Gl. 4.1.4 läßt sich für die hier vorliegende Fragestellung - Welches SNR im Tomogramm ist mindestens erforderlich, damit zwei kontrastierende Objektdetails mit einer Sicherheit P_S unterschieden werden können? - noch etwas besser formulieren:

$$SNR(0,0) = \frac{2}{MTF_{fg}\cdot K_\mu}\cdot\left|\mathrm{erf}^{-1}\left(\frac{1-P_S}{2}\right)\right| \tag{4.1.5}$$

mit:

P_s ≡ Sicherheit einer richtigen Zuordnung

erf^{-1} ≡ inverse error function

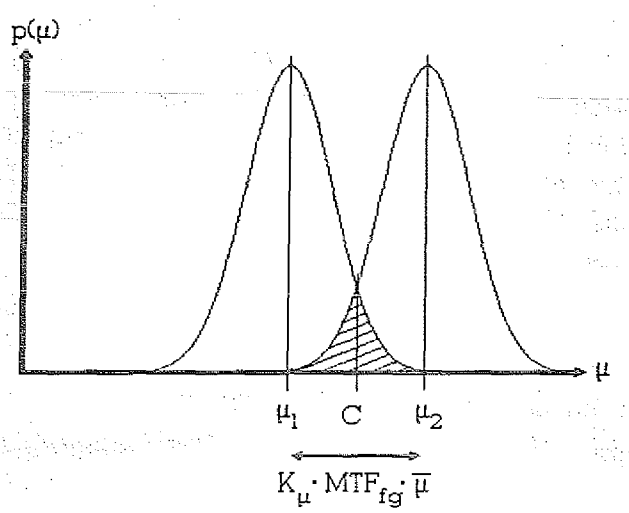


Abb. 4.1.1: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen zweier kontrastierender Bildpunkte. Der schraffierte Bereich gibt die Wahrscheinlichkeit einer falschen Entscheidung über die Zugehörigkeit der Bildpunkte zu einem bestimmten Erwartungswert an, wenn die Entscheidungsschwelle C bei $(\mu_1+\mu_2)/2$ liegt.

Mit Hilfe von Gl. 4.1.2 läßt sich aus dem so bestimmten Mindest-SNR die notwendige Quell-Quantenfluenz bestimmen (die Bedingung $\bar{\mu} \cdot D = 2{,}22$ sei erfüllt):

$$\frac{\bar{N}_o}{\text{Detektorelement}} \overset{!}{=} \frac{SNR(0,0) \cdot B \cdot n^2}{DQE} \cdot 2{,}07 \qquad (4.1.6)$$

Die Gleichungen 4.1.5 und 4.1.6 erlauben es nun allgemein, die Anzahl der Röntgenquanten abzuschätzen, die von der Röntgenquelle während einer CT-Messung auf ein Detektorelement ausgestrahlt werden müssen.

Für mikrotomographische Untersuchungen sind folgende typischen Größen in Ansatz zu bringen:
$K_\mu = 0{,}2$, $MTF_{fg} = 0{,}4$, $P_S = 90\%$, $DQE = 0{,}5$, $B = 2$, $n = 256$
Mit diesen Werten errechnet man, daß das SNR im Tomogramm etwa 41 betragen sollte und daß dafür eine Quantenfluenz aus allen Projektionen von ca. $2{,}2 \cdot 10^7$ Röntgenquanten je Detektorelement notwendig ist.

4.2 Eine geeignete Röntgenquelle

Die hier zu untersuchende Frage nach einer "geeigneten" Röntgenquelle zur Durchführung von mikrotomographischen Untersuchungen im Laborrahmen hat nicht nur einen technischen, sondern auch einen wirtschaftlichen bzw. praktischen Hintergrund: Es wurde bereits festgestellt, daß ein Synchrotron unter vielen Aspekten eine optimale Röntgenquelle für die Mikrotomographie darstellt - aber auch, daß der Bau und der Betrieb eines Synchrotrons mit so erheblichen Kosten verbunden ist, daß sie mit dem Verständnis von einem Laborgerät unvereinbar sind. Unter diesem Gesichtspunkt muß sich die Suche auf das Gebiet konventioneller Röntgenquellen fokussieren. Damit sind solche Quellen gemeint, die nach dem bereits 1895 von W. Röntgen entdeckten Wirkungsprinzip der Abbremsung eines Elektronenstrahls im atomaren Kraftfeld einer Metallanode arbeiten, also insbesondere Röntgenröhren. Die Kernfrage lautet dabei: Kann eine konventionelle Röntgenquelle eine so große Quantenflußdichte abgeben, daß die Messung in genügend kurzer Zeit durchgeführt werden kann? Diese Fragestellung ist dabei unter drei stark einschränkenden Randbedingungen zu sehen:

- Die Quellausdehnung darf eine gewisse Größe nicht überschreiten, um eine ausreichend scharfe Projektion sicherzustellen.
- Die maximale Stromdichte im Elektronenstrahl ist begrenzt.
- Die Wärmebelastung durch den Elektronenstrahl darf nicht zum Schmelzen des Anodenmetalls führen.

Die folgenden theoretischen Betrachtungen dienen der Beantwortung dieser zentralen Frage. Nach einer Erörterung des Funktionsprinzips einer Röntgenröhre - soweit es hier von Bedeutung ist - wird der Frage nachgegangen, welcher Brennfleckdurchmesser für die geforderte Ortsauflösung noch zulässig ist. Sodann wird geklärt, welche maximale Stromdichte in einem Brennfleck dieses Durchmessers möglich ist, ohne daß eine Wärmeüberlastung des Anodenmaterials zu befürchten ist. Nach der Klärung dieser Randbedingungen kann dann die Quantenflußdichte diskutiert werden, die eine so ausgelegte Quelle emittiert.

4.2.1 Funktionsprinzip einer konventionellen Röntgenquelle

Betrachtet werden die Abbildungen 4.2.1.1 und 4.2.1.2: Aus einer kathodischen Glühwendel K werden Elektronen emittiert und durch ein elektrisches Feld beschleunigt. Während des Fluges in Richtung auf die Anode A wird ihre potentielle Energie, gebildet aus dem Produkt ihrer elektrostatischen Ladung e und der angelegten Hochspannung U, in kinetische Energie umgewandelt. Im Material der Anode geben die Elektronen rund 99% der gewonnenen kinetischen Energie in Form von Wärme ab, und nur ca. 1% wird in Röntgenstrahlung umgewandelt. Wird dabei der Röntgenstrahlungsanteil auf der dem Elektronenstrahl zugewandten Targetseite ausgenutzt, spricht man von einem Reflexionstarget (Abb. 4.2.1.1), anderenfalls von einem Transmissionstarget (Abb. 4.2.1.2). Die Röntgenstrahlerzeugung beruht auf zwei unterschiedlichen Prozessen:

Bremsstrahlungserzeugung

Dringt ein Elektron in das Coulomb-Kraftfeld eines Atomkerns des Targetmaterials ein, so erfährt es eine Beschleunigung. Hierdurch entsteht die sogenannte Röntgenbremsstrahlung mit kontinuierlichem Energiespektrum.

Im Zusammenhang mit der Beantwortung der oben formulierten Frage nach der Quantenflußdichte einer konventionellen Röntgenquelle ist die semiempirische Formel von Storm [Storm 1972] nützlich, die eine Aussage zu der durch diesen Prozeß erzeugten spektralen Röntgenquantenflußdichte macht:

$$n(E_O, E) \approx \left(\frac{11}{4\pi} \cdot Z \cdot \frac{(E_O - E) \quad (1 - e^{-3E/E_K})}{(E/E_O)^{\frac{1}{3}} \, (1 - e^{-E_O/E_K})} \right) \cdot \frac{6{,}25 \cdot 10^8}{E} \cdot \frac{I}{mA} \quad \frac{\text{Quanten}}{kV \cdot s \cdot sr} \tag{4.2.1.1}$$

mit:

- Z ≡ Massenzahl des Targetmaterials
- E ≡ Energie des Röntgenquants in keV
- E_o ≡ höchste Anregungs-Elektronenenergie in keV
- E_K ≡ Ionisierungsenergie der K-Schale in keV

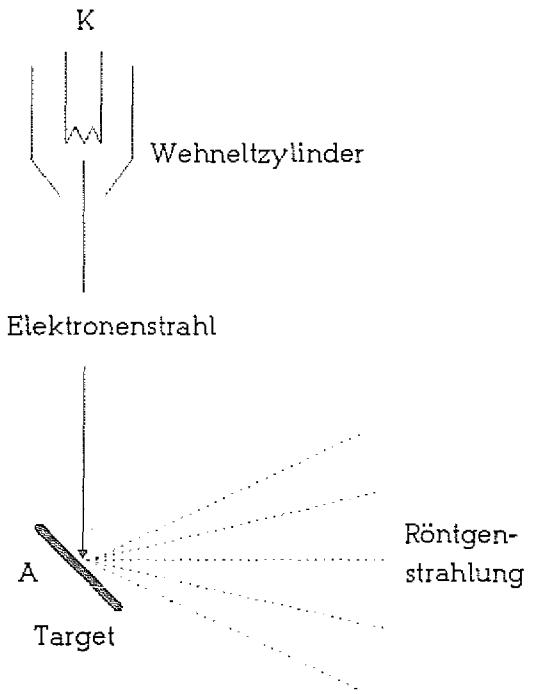


Abb. 4.2.1.1: Konventionelle Röntgenstrahlerzeugung mit Reflexionstarget

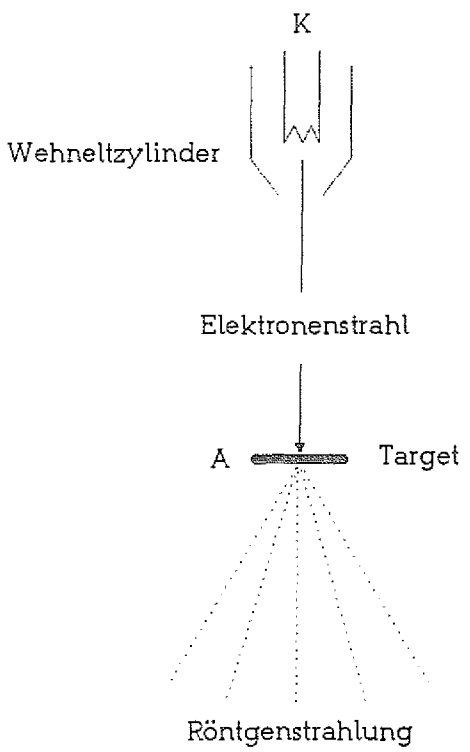


Abb. 4.2.1.2: Konventionelle Röntgenstrahlerzeugung mit Transmissionstarget

Erzeugung charakteristischer Strahlung

Ionisiert ein Elektron des Elektronenstrahls ein Targetatom in der M-, L- oder K-Schale, so wird der freigewordene Platz durch ein Elektron aus einer höheren Schale aufgefüllt. Die freiwerdende Energiedifferenz wird in Form eines Röntgenquants charakteristischer Energie ausgesandt. Das so entstehende charakteristische Röntgenspektrum ist elementspezifisch und dem Röntgenbremsspektrum überlagert. Für einige Targetmaterialien hat Birks den Konversionskoeffizienten für Röntgenquanten der K_α-Linie bei verschiedenen Anregungsspannungen bestimmt [Birks et al. 1964], [Birks et al. 1965]. In der 1965 erschienenen Arbeit nennen Birks und Koautoren z. B. für Elektronenenergien von 40 keV einen Konversionskoeffizienten für Kupferanoden von $4{,}96 \cdot 10^{-4}\ \frac{K_\alpha\text{-Quanten}}{e^-\ sr}$.

4.2.2 Die maximale Brennfleckabmessung

Die Röntgenabbildung eines Objektes mit Hilfe einer ideal punktförmigen Röntgenquelle stellt eine Zentralprojektion dar. Dadurch erfährt das Objekt, abhängig von seiner Anordnung im Strahlengang, eine variable geometrische Vergrößerung. Entsprechend dem Strahlensatz gilt für den Vergrößerungsfaktor v_{Obj} (siehe Abb. 4.2.2.1):

$$v_{Obj} = \frac{A}{a} = \frac{B}{b} \qquad (4.2.2.1)$$

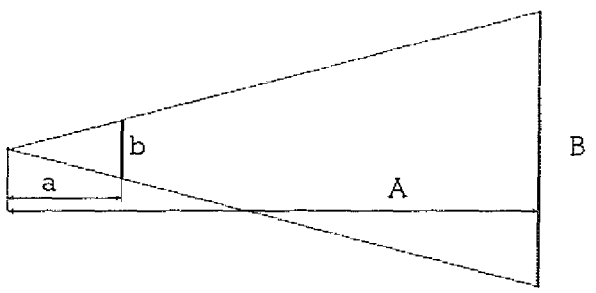


Abb. 4.2.2.1: Zentralprojektion

Diese Vergrößerungseigenschaft kann bei mikroradiologischen Untersuchungen dazu benutzt werden, die Anforderungen an das Ortsauflösungsvermögen des Detektors zu vermindern. Gerade für die Mikrotomographie ist diese Eigenschaft konventioneller Röntgenquellen daher von großem Vorteil.

In der Praxis wird die Röntgenquelle jedoch eine endliche Ausdehnung besitzen. Um den technischen Aufwand für die Fokussierung des Elektronenstrahls gering zu halten, wird man sogar bestrebt sein, den Brennfleck so groß wie möglich zu gestalten. Weil infolgedessen die Abbildungsstrahlen nicht mehr einem Fokuspunkt, sondern einer Fläche entspringen, kommt es zu einer Unschärfe der Projektionsbilder. Eine systemtheoretische Betrachtung zeigt das Abbildungsverfahren als die Übertragung eines zweidimensionalen Signals durch ein nichtlineares System - im allgemeinen ist die Systemübertragungsfunktion deshalb von der untersuchten Objektfunktion abhängig. Für den Spezialfall einer Quelle, die nur innerhalb eines kreisförmigen Gebietes mit dem Durchmesser D_{Qu} Röntgenstrahlung konstanter Intensität aussendet, ist jedoch eine Berechnung der Modulationstransferfunktion und daraus die Abschätzung einer adäquaten Quellgröße möglich.

Das Strahlungsprofil dieser rotationssymmetrischen Quellverteilung wird durch eine Rechteck-Funktion beschrieben:

$$I(r_{Qu}) = I_0 \cdot \mathrm{rect}\left(\frac{r_{Qu}}{D_{Qu}}\right) \tag{4.2.2.2}$$

mit:

D_{Qu} ≡ Durchmesser der Röntgenquelle

Aufgrund der vorliegenden Rotationssymmetrie ist es zweckmäßig, zur Bestimmung des Ortsfrequenzspektrums eine Hankel-Transformation nullter Ordnung zu verwenden. Diese Transformation übersetzt einen Zentralschnitt durch die rotationssymmetrische zweidimensionale Ortsfunktion in einen Zentralschnitt durch das ebenfalls rotationssymmetrische Ortsfrequenzspektrum.

Die Abbildung eines idealen Objektpunktes ermöglicht es in dem betrachteten Spezialfall, den Einfluß von Objektvergößerung und Quellausdehnung auf die Systemübertragungsfunktion zu bestimmmen. Abb. 4.2.2.2 a) - c) veranschaulichen die Verhältnisse bei diesem Gedankenexperiment: Aufgrund geometrischer Überlegungen findet man den Strahlungsintensitätsverlauf in der Objektebene, aus der dann die Projektionsfunktion bestimmbar ist. Weil als Objektfunktion ein Diracstoß gewählt wurde, gibt die Hankel-Transformation der so ermittelten Projektionsfunktion - ausgedrückt in Größen der Objektebene - direkt die Übertragungsfunktion des Systems an:

$$H(f_{r,Obj}) = \frac{D_{Qu} \cdot (v_{Obj}^{-1}) \cdot J_1\left(\pi \cdot D_{Qu} \cdot \frac{v_{Obj}^{-1}}{v_{Obj}} \cdot f_{r,Obj}\right)}{2 \cdot f_{r,Obj}} \tag{4.2.2.3}$$

mit:

$f_{r,Obj}$ ≡ radiale Ortsfrequenzen im Objekt
v_{Obj} ≡ Objektvergrößerung entsprechend Gl. 4.2.2.1
J_1 ≡ Bessel-Funktion erster Ordnung

Daraus findet sich die Modulationstransferfunktion (MTF) der Zentralprojektion mit kreisscheibenförmiger Strahlenquelle:

$$MTF_{Abb}(f_{r,Obj}) = \left|\frac{H(f_{Obj})}{H(0)}\right| = \frac{2 \cdot J_1\left(\pi \cdot D_{Qu} \cdot \frac{v_{Obj}^{-1}}{v_{Obj}} \cdot f_{r,Obj}\right)}{\pi \cdot D_{Qu} \cdot \frac{v_{Obj}^{-1}}{v_{Obj}} \cdot f_{r,Obj}} \tag{4.2.2.4}$$

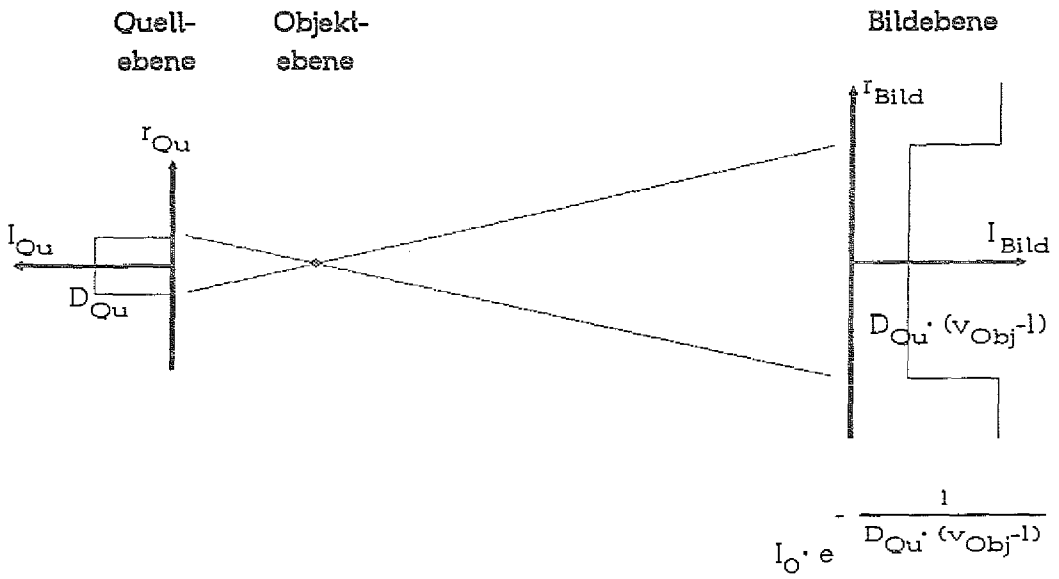


Abb. 4.2.2.2a): Abbildung der Quellintensität auf die Bildebene bei einer Objektfunktion mit ideal punktförmigem Absorber.

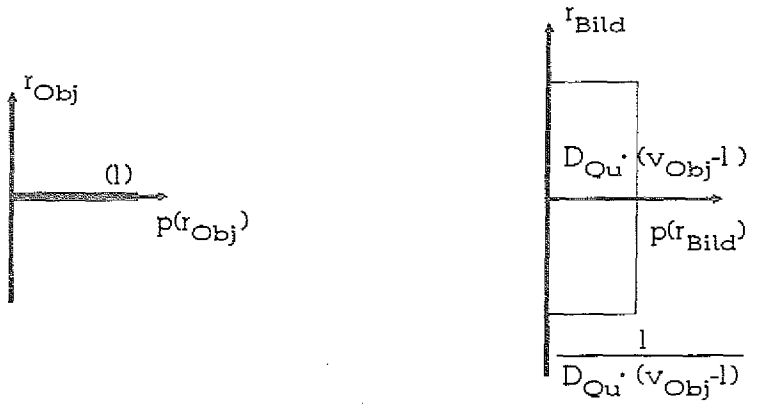


Abb. 4.2.2.2b): Projektion der Objektfunktion auf die Bildebene

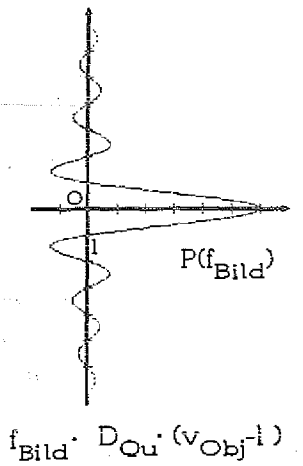


Abb. 4.2.2.2c): Hankeltransformierte der Projektionsfunktion

Als Faustregel entnimmt man der Gl. 4.2.2.4, daß der Durchmesser D_{Qu} der Quelle im Grenzfall sehr hoher Vergrößerungen etwa 80% der kleinsten Objektdetailgröße betragen sollte. Dann erreicht die MTF bei der höchsten in der Abbildung vorkommenden Ortsfrequenz in radialer Richtung noch einen Wert von 0,8.
So ist z. B. für die Darstellung 5 µm großer Objektstrukturen der Einsatz einer Röntgenquelle erforderlich, deren Brennfleckdurchmesser etwa 4 µm beträgt.

4.2.3 Die Wärmebelastung des Targetmaterials

Weil der bei weitem größte Teil der auf das Target eingestrahlten Leistung in Wärme umgesetzt wird, diese aber nur mit endlicher Geschwindigkeit abgeführt werden kann, kommt es im Brennfleck zu einer Temperaturerhöhung des Anodenmaterials. Ein Überschreiten der Schmelztemperatur ist zu vermeiden. Oosterkamp hat für kleine Brennflecke und feststehende Reflexionstargets eine Näherungsformel angegeben, die die Erhöhung der Anodenmaterialtemperatur im Brennfleck bei Dauerlast beschreibt [Oosterkamp 1948]:

$$\Delta\vartheta = \frac{P \cdot L}{A \cdot \lambda} \qquad (4.2.3.1)$$

mit:

- $\Delta\vartheta$ ≡ Temperaturerhöhung des Anodenmaterials im Brennfleck bei Dauerbelastung
- P ≡ im Brennfleck umgesetzte Leistung
- A ≡ Fläche des Brennflecks
- L ≡ kleinste Längenabmessung des Brennflecks
- λ ≡ Wärmeleitfähigkeit des Anodenmaterials

Für den maximal zulässigen Strahlstrom bei gegebener Beschleunigungsspannung findet man daraus für kreisrunde Brennflecke:

$$I_{max} = \frac{\vartheta_{max} - \vartheta_{Umgeb.}}{U} \cdot \pi \cdot \frac{D_{Qu}}{4} \cdot \lambda \qquad (4.2.3.2)$$

mit:

- ϑ_{max} ≡ Schmelztemperatur des Anodenmaterials
- $\vartheta_{Umgeb.}$ ≡ Umgebungstemperatur
- U ≡ Beschleunigungsspannung
- D_{Qu} ≡ Durchmesser des Brennflecks

Wird eine Metallfolie als Transmissionstarget betrieben, kann zur Berechnung der maximalen Strahlstromstärke die folgende, in [Yoshimatsu u. Kozaki

1977] veröffentlichte Gleichung herangezogen werden:

$$I_{max} = \frac{\vartheta_{max} - \vartheta_{Umgeb.}}{U} \cdot \frac{\pi \cdot 4 \cdot d \cdot \lambda}{\left(1 + 2 \cdot \ln \frac{D_{Fol}}{D_{Qu}}\right)} \qquad (4.2.3.3)$$

mit:

D_{Fol} ≡ Durchmesser der Folie
d ≡ Dicke der Folie

Nach Angaben von Yoshimatsu und Kozaki kann eine hohe Standzeit des Folientargets allerdings nur erwartet werden, wenn der Strahlstrom 50% des durch Gl 4.2.3.3 gegebenen Wertes nicht übersteigt.

Für beide Ausführungsformen berechnet man mit Kupfer als Targetmaterial (ϑ_{max}=1305 ^{o}K, λ=3,98 $\frac{W}{cm\,K}$) bei einer Beschleunigungsspannung von 40 kV einen zulässigen Strahlstrom von rund 30 µA. Dabei wurde für das Transmissionstarget eine Dicke von 10 µm und ein Durchmesser von 10 mm zugrundegelegt.

Der praktisch erzielbare Strahlstrom für einen Brennfleck mit einem Durchmesser von 4 µm beträgt etwa 1 - 10 µA. Der genaue Wert ist unter anderem abhängig vom verwendeten Kathodenmaterial - LaB_6-Kathoden verhalten sich bezüglich der Emissivität beispielsweise besser als. Wolfram-Kathoden - von der Justierung der Glühwendel und von der Beschaffenheit des Heizfadens. Ein Schmelzen des Targetmaterials ist also nicht zu befürchten. Wie eine äquivalente Rechnung für andere praktisch relevante Anodenmaterialen zeigt, wird auch bei diesen die Schmelzbelastung im praktischen Betrieb nicht erreicht.

4.2.4 Erzielbare Quantenflußdichte

Die folgende Berechnung der erzielbaren Röntgenquantenflußdichte im Energiebereich von 7,5 keV - 12,5 keV geht von einem Strahlstrom von 2 µA und der Verwendung eines Kupfertargets aus. Die Beschleunigungsspannung betrage 40 keV. Der Röntgenenergiebereich um 10 keV wurde ausgewählt, weil er für die meisten potentiellen Meßobjekte mit Außenabmessungen im Millimeterbereich sicherstellt, daß die Bedingung $\bar{\mu} \cdot D$ = 2,22 (Optimierung des SNR im Tomogramm, siehe Kapitel 4.1) erfüllt wird. Aus dem gleichen Grunde wurde ein Kupfertarget gewählt: Die charakteristische Kupfer-K_α-Linie liegt bei 8,04 keV.

Mit Hilfe der Gl. 4.2.1.1 findet man dann für die Anzahl der durch Bremsstrah-

lung verursachten Röntgenquanten einen Wert von $2{,}9 \cdot 10^8 \frac{\text{Quanten}}{\text{s} \cdot \text{sr}}$. Aufgrund der charakteristischen Fluoreszenzstrahlung werden $6{,}2 \cdot 10^9 \frac{K_\alpha\text{-Quanten}}{\text{s} \cdot \text{sr}}$ mit einer Energie von 8,04 keV emittiert. Ein Vergleich dieser beiden Zahlenwerte zeigt, daß der bei weitem überwiegende Anteil der Röntgenstrahlung durch die praktisch monoenergetischen Röntgenquanten der charakteristischen Strahlung verursacht wird, wenn es durch Filterung gelingt, das Energiespektrum der kontinuierlichen Bremsstrahlung auf den angegebenen Bereich einzuschränken.

Wallgren [Wallgren 1957] hat gezeigt, daß eine dünne Nickelfolie (Dicke 20 µm) in der Lage ist, den langwelligen Anteil der Bremsstrahlung eines Kupfertargets wirkungsvoll zu unterdrücken, ohne die charakteristische K_α-Strahlung wesentlich zu schwächen. Aus den Untersuchungen von Bessen [Bessen 1957] [Bessen 1959] geht hervor, daß auch durch die Eigenfilterung eines entsprechend dick gewählten Transmissionstargets eine Monochromatisierung der Strahlung auf die K_α-Spektrallinie möglich ist. Eine weitgehend monoenergetische Strahlung hat in der Computertomographie den Vorteil, Strahlaufhärtungsartefakte zu vermeiden. Diese entstehen durch die höhere Absorption weicherer Röntgenstrahlung im Objekt, so daß sich das Spektrum der Strahlung während des Objektdurchgangs verändert.

4.2.5 Quantenfluß auf ein Detektorelement

Zur Angabe des Quantenflusses auf ein Detektorelement wird der Raumwinkel benötigt, den ein auf das Detektorelement gerichtetes Strahlenbündel einschließt. Er berechnet sich entsprechend Abb. 4.2.5.1 aus der Entfernung zwischen Quelle und Detektor und der Fläche eines Detektorelemen-

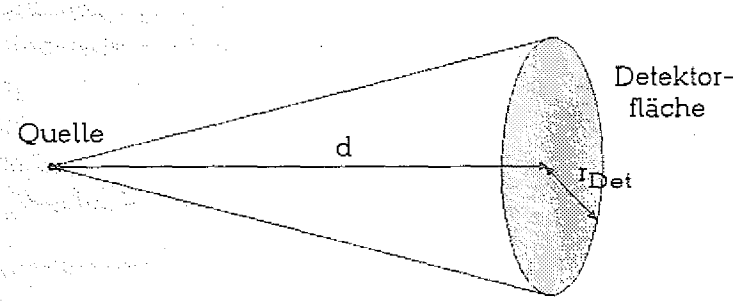


Abb. 4.2.5.1: Zur Berechnung des Raumwinkels, den ein auf ein kreisrundes Detektorelement gerichteter Strahlenkegel einschließt.

tes, wobei vereinfachend angenommen wird, daß es sich um runde Detektorelemente handele:

$$\Omega = \frac{\pi \cdot r_{Det}^2}{d^2} \qquad (4.2.5.1)$$

mit:

r_{Det} ≡ Radius eines kreisrunden Detektorelementes
d ≡ Abstand zwischen Röntgenquelle und Detektor

Wie man der Formel entnimmt, ist ein großer Raumwinkel und damit eine gute Ausnutzung des Röntgenflusses dann gegeben, wenn der Abstand zwischen Röntgenquelle und Detektor möglichst klein gewählt wird. Dabei ist zu berücksichtigen, daß eine fünffache Vergrößerung erforderlich ist, damit 5 µm große Objektstrukturen auf ein Detektorelement mit einem Durchmesser von 25 µm abgebildet werden können. (Der Wert des Detektorelementdurchmessers stellt einen Vorgriff auf den im nächsten Hauptkapitel besprochenen Detektor dar.) Aus dieser Überlegung ergibt sich für die Entfernung d ein sinnvoller Wert von etwa 25 mm. Der Abstand zwischen Röntgenquelle und Meßobjekt hat dann 5 mm zu betragen. Dieser Wert mag auf den ersten Blick unrealisierbar erscheinen, weil herkömmliche Röntgenröhren bauartbedingt eine so starke Annäherung an den Brennfleck nicht zulassen. Dennoch ergeben sich für eine praktische Umsetzung keine prinzipiellen Hindernisse. Sie ist vielmehr, wie noch gezeigt wird, im Gegenteil auf sehr einfache Weise möglich. In der Tat ist gerade die Erkenntnis, daß eine so gute Ausnutzung des Quantenflusses möglich ist, ein Eckpfeiler des entwickelten Mikrotomographiesystems.

Unter Zugrundelegung der hier und im vorangegangen Abschnitt genannten Zahlenwerte kann der erreichbare Quantenfluß auf ein Detektorelement wie folgt abgeschätzt werden:

$$\Psi_{Element} = 6{,}5 \cdot 10^9 \frac{\text{Quanten}}{\text{s} \cdot \text{sr}} \cdot \frac{\pi \cdot (12{,}5\ \mu\text{m})^2}{(25\ \text{mm})^2}\ \text{sr} \qquad (4.2.5.2)$$

$$= 5{,}1 \cdot 10^3 \frac{\text{Quanten}}{\text{s} \cdot \text{Detektorelement}}$$

4.2.6 Resümee

Vergleicht man die in Kapitel 4.1 berechnete Anzahl notwendiger Röntgenquanten mit dem oben ermittelten Quantenfluß, so stellt man fest, daß für alle Projektionen zusammen eine Gesamtbelichtungszeit von rund 10 min ausreicht, um die erforderliche Quantenstatistik sicherzustellen. Dies

bedeutet, daß Mikrotomographie auch mit konventionellen Röntgenquellen in einem praktikablen Zeitrahmen durchführbar ist! Selbst unter Berücksichtigung von zusätzlichen Zeitspannen, die für die Probenrotation und die Detektorauslesung aufgewandt werden müssen, ergeben sich Meßzeiten, die - insbesondere angesichts der hohen Aussagekraft des Untersuchungsverfahrens - leicht zu akzeptieren sind.

4.3 Rasterelektronenmikroskop als Mikrofokus-Röntgenquelle

Eine Elektronenkanone, die prinzipiell in der Lage ist, einen Strahlstrom von 2 µA bei einem Fokusdurchmesser von 4 µm zu liefern, ist Bestandteil jedes Rasterelektronenmikroskops (REM). Die Tatsache, daß ein solches Instrument in jedem potentiell an Mikrotomographie interessierten Labor vorhanden sein dürfte, und der bereits eingebaute, hochpräzise Probenmanipulator prädestinieren ein REM als Basis eines Labor-Mikrotomographiesystems.

Tatsächlich wurden bereits in den 1950iger Jahren Röntgenmikroskope auf den Markt gebracht, die sich einer ursprünglich für Elektronenmikroskope hergestellten Elektronenkanone bedienten (ein zusammenfassender Überblick über diese Entwicklungen ist in [Cosslett u. Nixon 1960] zu finden). Auch eine Zusatzapparatur, die Horn und Waltinger in [Horne u. Waltinger 1978] beschreiben, nutzt die Möglichkeiten eines Elektronenmikroskops zur Röntgenstrahlerzeugung, um hochaufgelöste Radiographien von Mikroproben auf kommerziellem Röntgenfilm aufzuzeichnen. Die im folgenden vorgestellte Erweiterung eines Elektronenmikroskops auf die Zusatzbetriebsart "Mikrotomographie" wurde nach meinem Wissen bisher jedoch noch nicht vorgeschlagen.

Zwei Rasterelektronenmikroskope unterschiedlicher Hersteller wurden untersucht und für den Mikrotomographiebetrieb erweitert: ein Gerät der Firma Hitachi (S-2300) und ein Modell der Serie 4 von der Firma CamScan. Bei beiden Geräten wurde zunächst der verfügbare Strahlstrom mit Hilfe eines Faradaybechers und eines Mikroamperemeters gemessen. Dabei stellte sich heraus, daß ein Strom von bis zu 6 µA erzielbar ist, wenn die Endblende aus dem Strahlengang entfernt wird. Bei dem Gerät der Firma Hitachi ist das standardmäßig möglich, bei dem Instrument der Firma CamScan konnte eines der vier durchbohrten Bleche, die als umschaltbare Blende dienen, aus seiner Position entfernt werden, so daß auch bei diesem Gerät nunmehr eine Schaltposition existiert, bei der keine Blende mehr den Strahlengang einschränkt. Die Frage, ob der Fokusdurchmesser des so präparierten Strahls noch den geforderten Ansprüchen genügt, ließ sich dadurch leicht beant-

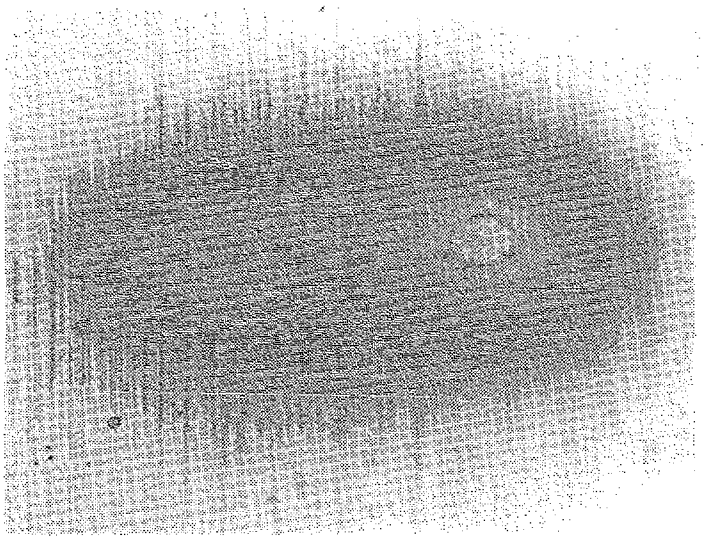


Abb. 4.3.1: Lichtoptische Phaseninterferenzaufnahme eines Reflexionstargets in zweitausendfacher Vergrößerung. Es sind Kohlenstoffrückstände im Bereich von zwei zuvor verwendeten Brennflecken zu sehen.

worten, daß organische Rückstände auf dem Target im Bereich der Bestrahlung chemisch aufgespalten werden und die Kohlenstoffrückstände ein Abbild des Brennflecks hinterlassen. Die Abb. 4.3.1 zeigt eine lichtoptische Phaseninterferenzaufnahme in zweitausendfacher Vergrößerung von einem zuvor an zwei Stellen bestrahlten Reflexionstarget: Es sind zwei Brennflecke mit einem Fokusdurchmesser von etwa 4 µm zu erkennen. Weil durch die Art der mikroskopischen Aufnahme leicht der Eindruck entstehen kann, es handele sich um Einbrandlöcher, soll betont werden, daß tatsächlich nur Verfärbungen vorlagen, die anschließend leicht abgewischt werden konnten.

Der Einbau des notwendigen Targets und des Detektors in die Probenkammer muß sich nach dem Aufbau des verwendeten Elektronenmikroskops richten. Dabei sollte der mechanische Entwurf insbesondere auch die Einbeziehung des üblicherweise hochpräzisen Probenmanipulators berücksichtigen. Zwei grundsätzlich unterschiedliche Prinzipien sind realisierbar, die sich in der Anwendung im wesentlichen durch die Lage des Röntgenstrahlengangs unterscheiden: Bei Verwendung eines Reflexionstargets befindet sich der Röntgenstrahlengang senkrecht zum Elektronenstrahl, im Falle eines Transmissionstargets liegt er kolinear zu ihm. Beide Konstruktionsprinzipien besitzen einen spezifischen Vorteil, der für den jeweils anderen Aufbau einen Nachteil darstellt: Im Falle eines Transmissionstargets ist es leicht möglich, den Elektronenstrahl auf das Meßobjekt zu lenken, indem die Targetfolie aus dem Strahlengang geschwenkt wird. Dann kann eine elektronenmikroskopische Aufnahme von der Probenoberfläche angefertigt werden. Dies ist im Falle eines Reflexionstargets nicht ohne weiteres mög-

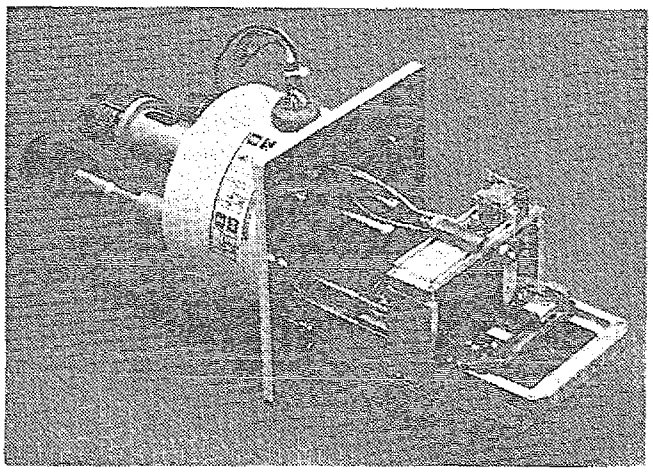


Abb. 4.3.2: Einschub für ein Elektronenmikroskop der Firma Hitachi (S-2300) mit Erweiterungen für die Zusatz-Betriebsart "Mikrotomographie".

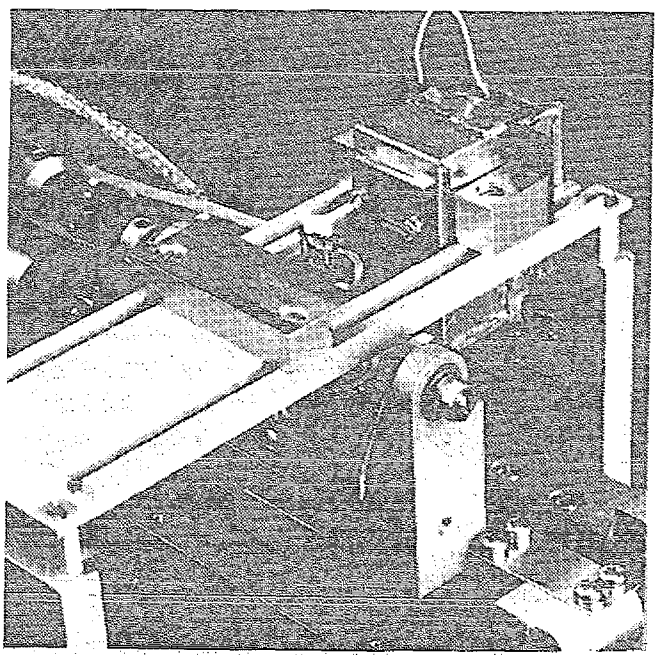


Abb. 4.3.2: Nahaufnahme des oben gezeigten Einschubs. Es ist das Reflexionstarget, der Probenhalter mit einer montierten Probe und der abgeschirmte Detektor zu erkennen.

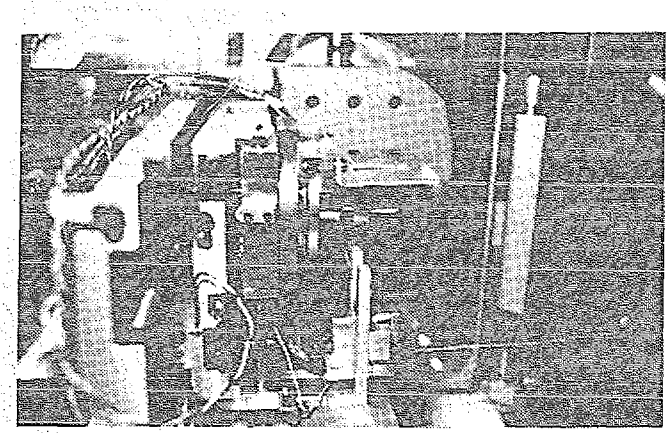


Abb. 4.3.3: Erweiterung eines Elektronenmikroskops der Serie 4 der Firma CamScan für den Mikrotomographiebetrieb mit Transmissionstarget.

lich. Dafür bietet ein Aufbau mit Reflexionstarget den Vorteil, daß die Probe normalerweise aufrecht steht und somit die Schwerkraft während der Probenrotation immer in die gleiche Richtung wirkt. Dadurch kann es nicht zu unkontrollierbaren Objektbewegungen während des Meßvorgangs aufgrund der Schwerkraft kommen - die Genauigkeit der Rekonstruktion wird erhöht.

Beide beschriebenen Konstruktionsprinzipien wurden praktisch erprobt: Das Gerät der Firma Hitachi wurde mit einem Zusatz nach dem Reflexionsprinzip und das der Firma CamScan mit einem Aufbau nach dem Transmissionsprinzip versehen. Die Abbildungen 4.3.2 - 4.3.4 zeigen die praktische Ausführung der Einbauten. Sie verdeutlichen auch, daß die schon angesprochene starke Annäherung der Probe an die Röntgenquelle unschwer zu realisieren ist.

Eine Beurteilung der beiden ausgeführten Konzepte im Sinne einer Rangordnung ist auch nach Durchführung einer Reihe von Experimenten nicht möglich. Mechanische Gegebenheiten und die Art der geplanten Untersuchungen werden die Entscheidung für die eine oder andere technische Realisation beeinflussen.

4.4 Vorteile der elektronenmikroskopischen Mikrofokus-Röntgenquelle

Es kam bereits zum Ausdruck, daß ein Elektronenmikroskop für gewöhnlich zur Standardausstattung von Mikrostrukturlabors gehört, so daß der Anteil der Röntgenquelle an den Gesamtkosten einer Mikrotomographieanlage reduziert werden kann und damit eine ökonomische Realisierung des Meßverfahrens begünstigt.

Eine Reihe von weiteren Vorteilen, die sich aus der vorgeschlagenen Verwendung eines Rasterelektronenmikroskops ergeben, beruhen ganz wesentlich darauf, daß der normale Betriebsmodus des Elektronenmikroskops erhalten bleibt; das heißt die "Rasterung" des Elektronenstrahls und die Detektion von Sekundär- und Rückstreuelektronen sind auch nach Einbau der Zusatzelemente möglich.

Der Ort des Brennflecks auf dem Target kann daher ohne weiteres im Sekundärelektronenbild mit der üblichen Vergrößerung des Gerätes untersucht werden. So lassen sich z. B. Einbrandschäden an der Anode frühzeitig erkennen, und es kann eine neue Brennfleckposition bestimmt werden.

Sollen zwei unterschiedliche Targetmaterialien zur Erzeugung verschiedener Strahlungsqualitäten zum Einsatz kommen, so erlaubt die freie Positionierbarkeit des Elektronenstrahls innerhalb seines Auslenkungsbereichs ein einfaches und schnelles Umschalten der zwei Röntgenstrahlenergien. Dabei mag die hohe Wiederkehrgenauigkeit von Nutzen sein, mit der ein bestimmter Ort auf dem Target aufgesucht werden kann.

Wenn die Mechanik der Zusatzeinbauten es erlaubt, nicht nur die Targetoberfläche, sondern auch die Probe selber im Sekundärelektronenbild zu betrachten (z. B. durch Verwendung eines ausschwenkbaren Transmissionstargets), dann kann nicht nur vor oder während der Messung die Ausrichtung des Objektes kontrolliert werden, sondern es wäre auch denkbar, die so gewonnenen Oberflächeninformationen später mit den Informationen der Mikrotomographie über das Probeninnere zu verbinden. Als Ergebnis dieser synergetischen Verknüpfung zweier Meßverfahren entstünde eine Computerdarstellung des Meßobjektes, die es z. B. erlaubt, bestimmte Oberflächenmerkmale als Folge tieferliegender Veränderungen zu erkennen (Beispiele: Faserbrüche in Verbundwerkstoffen, Organe eines Insekts).

Ein weiterer Vorteil des Elektronenmikroskops als Basis eines Mikrotomographiesystems für den Laborgebrauch betrifft die Strahlenhygiene: Die Abschirmung der erzeugten Röntgenstrahlung durch das Gehäuse der Probenkammer gewährleistet die Einhaltung von Strahlenschutzbestimmungen, so daß das Gerät in normalen Arbeitsräumen betrieben werden kann.

4.5 Zusammenfassung

Die fundierte Auswahl einer geeigneten Röntgenquelle muß sich nach der Quantenanzahl richten, die zur Bildformierung notwendig ist. Unter Zugrundelegung einer signaltheoretischen Betrachtungsweise konnte eine allgemeine Gleichung gefunden werden, mit der sich das mindestens erforderliche Signal-zu-Rauschverhältnis in einem Tomogramm bestimmen läßt, unter dem zwei benachbarte kontrastierende Bildpunkte mit einer bestimmten Sicherheit unterschieden werden können. Aus dem auf diese Weise bestimmten Mindest-SNR für typische mikrotomographische Fragestellungen wurde die bei der Aufnahme notwendige Röntgenquantenanzahl je Detektorelement mit Hilfe einer von Engelke gegebenen Formel berechnet.

Die Untersuchung praktisch realisierbarer Betriebsparameter konventioneller Röntgenquellen zeigt, daß die ermittelte Quantenfluenz auch von diesen Quellen in einer akzeptablen Zeit bereitgestellt werden kann, so daß Mikro-

tomographie bei vielen Fragestellungen auch im Laborrahmen durchführbar ist.

Die Verwendung der Elektronenkanone eines Rasterelektronenmikroskops als wesentlicher Bestandteil der Röntgenquelle einer Mikrotomographieanlage besitzt in vielerlei Hinsicht Vorteile. Neben der Kostenreduktion des Mikrotomographiesystems, die durch die mehrfache Ausnutzung des Mikroskops ermöglicht wird, betreffen die Vorteile die problemlose Einhaltung der Strahlenschutzbestimmungen und die vielfältigen Möglichkeiten, die sich aus dem Weiterbestehen des normalen Betriebsmodus des REMs ergeben. Durch die prototypmäßige Umrüstung zweier Elektronenmikroskope auf die Zusatzbetriebsart "Mikrotomographie" konnte nicht nur gezeigt werden, daß eine solche Erweiterung ohne weiteres möglich ist, sondern auch, daß der Elektronenstrahl eines REM die dem Entwurf zugrunde gelegten Werte bezüglich Strahlstromstärke und Fokusdurchmesser erreicht bzw. sogar übertrifft.

5. Detektorsystem

5.1 Das Konzept des Detektorsystems

Die Qualität mikrotomographischer Untersuchungsergebnisse hängt entscheidend von der Güte des verwendeten Röntgendetektors ab. Für den Röntgenbildaufnehmer des projektierten Mikrotomographie-Systems wurde daher ein spezielles Konzept entwickelt und realisiert, das gegenüber bekannten Lösungen den Vorteil einer mechanisch und elektronisch einfacheren, sehr kompakten Bauweise aufweist, ohne daß dabei Abstriche bei den Qualitätsparametern Ortsauflösungsvermögen, Quantenausbeute und erzielbare Dynamik hingenommen werden müssen.

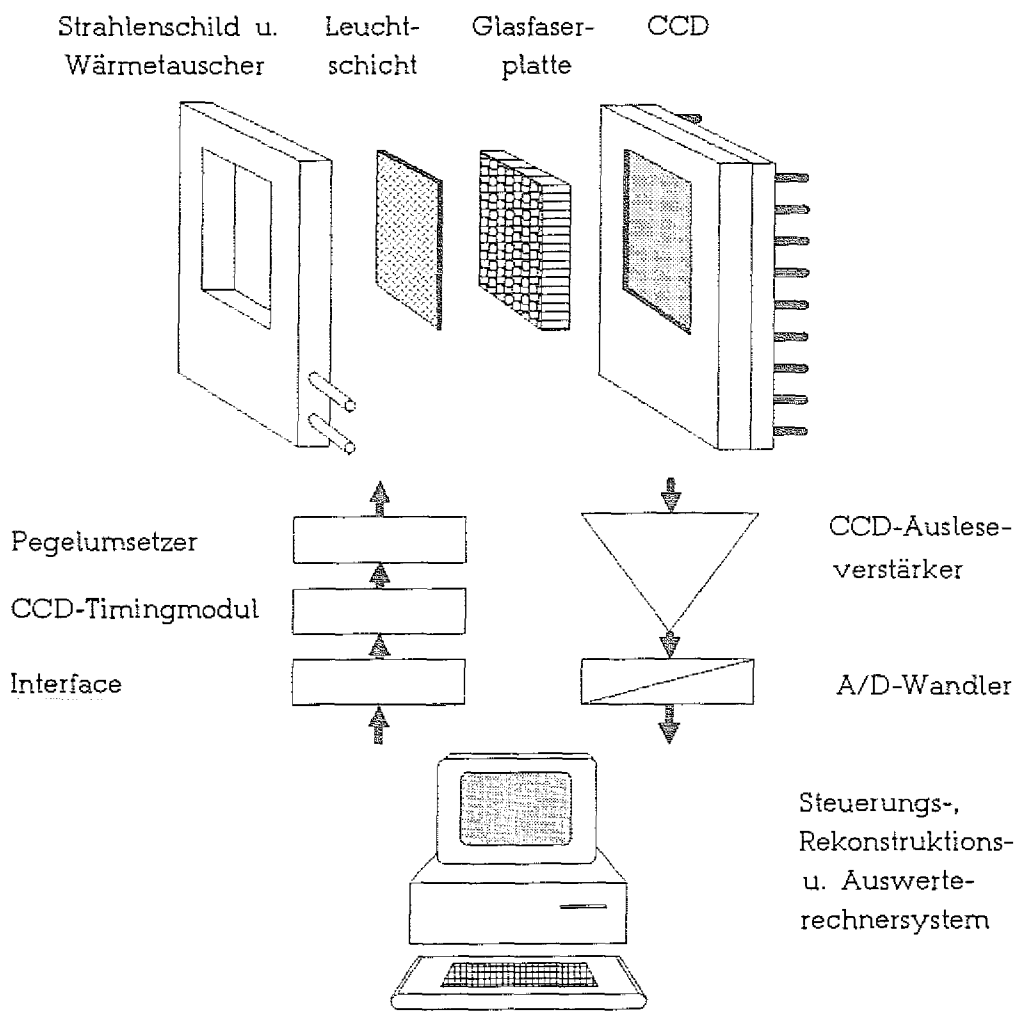


Abb. 5.1.1: Detektorsystem. Die Skizze zeigt in einer Explosionszeichnung den eigentlichen Detektor in seinen wesentlichen Bestandteilen und die zugeordneten Peripheriemodule.

Das konzipierte System (Abb. 5.1.1) arbeitet auf indirekte Weise: Ein Szintillator wandelt einfallende Röntgenstrahlung in sichtbares Licht um, das mit Hilfe einer strahlenharten Faseroptikplatte kollimiert und einem ladungsgekoppelten Halbleiterbildaufnehmer (CCD: Charge Coupled Device) zugeführt wird. Dem Schutz des strahlenempfindlichen Halbleiterbauteils dient neben der Faseroptikplatte ein Schild aus stark strahlenabsorbierendem Metall, der gleichzeitig einen Wärmetauscher zur Kühlung des CCD bildet. Ausleseverstärker und Analog/Digital-Wandler schaffen die Verbindung zu einem Rechnersystem, mit dessen Hilfe eine Linearisierung der Meßwerte aller Bildelemente (Pixel) vorgenommen wird, bevor sie wahlweise einer direkten Verarbeitung zugeführt oder auf einem Massenspeichermedium abgelegt werden. Das für die Taktsignalerzeugung zuständige CCD-Timingmodul ist extern programmierbar, so daß die zeitliche Abfolge der CCD-Betriebsphasen "Initialisierung", "Belichtung" und "Auslesen" durch den Systemcomputer kontrollierbar ist.

In der Mikrotomographie werden vorwiegend Röntgenstrahlen mit einer Energie von 10 keV - 30 keV benutzt. Ein Röntgendetektor für dieses Anwendungsfeld muß daher für solche Strahlenqualitäten optimiert sein. Daneben sollte er ein Ortsauflösungsvermögen von mindestens 20 Lp/mm besitzen. Medizinische Röntgenbildaufnehmer hingegen arbeiten mit Röntgenstrahlen im Energiebereich von ca. 50 keV - 120 keV. Eine Ortsauflösung von etwa 2 Lp/mm ist für sie im allgemeinen ausreichend. Allein auf Grund dieser Unterschiede kann die Literatur zur Auslegung medizinischer Röntgendetektorsysteme bei der Entwicklung eines Detektors für die Mikrotomographie nur sehr bedingt herangezogen werden.

Weil der ladungsgekoppelte Halbleiterbildaufnehmer im Zentrum des vorgestellten Detektorkonzeptes steht und eine Kenntnis seiner Physik für das Verständnis einiger im folgenden vorgetragener Überlegungen notwendig ist - aber nicht allgemein vorausgesetzt werden kann - , soll zunächst eine knappe Darstellung der Arbeitsweise eines CCD gegeben werden.

5.2 Funktionsprinzip eines CCD-Bildaufnehmers

Ein CCD-Bildaufnehmer besteht aus einer Vielzahl von zweidimensional angeordneten PhotoMOS-Kondensatoren (MOS: Metal Oxide Semiconductor). Im Initialzustand sind alle diese Kondensatoren auf eine bestimmte Spannung aufgeladen, so daß sich im Halbleitermaterial eine Raumladungszone ausbildet (Abb. 5.2.1). Eintreffende Photonen erzeugen Elektronen-Loch-Paare, die innerhalb des Feldes der Raumladungszone getrennt werden. Während der Belichtungszeit werden auf diese Weise in dem "Potentialtopf" des

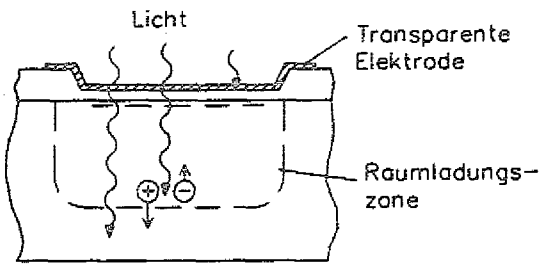


Abb. 5.2.1: Einzelnes Sensorelement des ladungsgekoppelten Bildaufnehmers.

Kondensators photoinduzierte Ladungen gesammelt (Abb. 5.2.2). Die Maximalzahl der in dieser Potentialmulde speicherbaren Elektronen wird durch die "full well capacity" des CCD angegeben. Weil sich in den Potentialsenken der einzelnen Sensorkapazitäten auch thermisch generierte Elektronen ("Dunkelstrom") ansammeln, ist die maximale Lichtintegrationszeit entsprechend der Umgebungstemperatur begrenzt. Durch Anlegen geeigneter Spannungen an die Elektroden nebeneinanderliegender MOS-Kondensatoren im Anschluß an die Belichtung wird eine solche Potentialausbildung im Halbleiter bewirkt, daß die gesammelten Ladungen von ihrem aktuellen Ort zu einem benachbarten Kondensator fließen (Abb. 5.2.3). Durch sukzessive Anwendung dieses Prinzips können alle erzeugten Ladungen zu einer gemeinsamen Auslesestufe transportiert werden, wo nacheinander die einzelnen Ladungspakete in entsprechende Spannungen umgesetzt und einem seriellen Ausgang zugeführt werden. Dabei dient die hochohmig abgenommene Spannung an einer definierten Kapazität, die zuvor auf eine bekannte Spannung aufgeladen und sodann durch die herantransportierten Ladungen wieder entladen wird, zur Darstellung der gemessenen Elektronenanzahl.

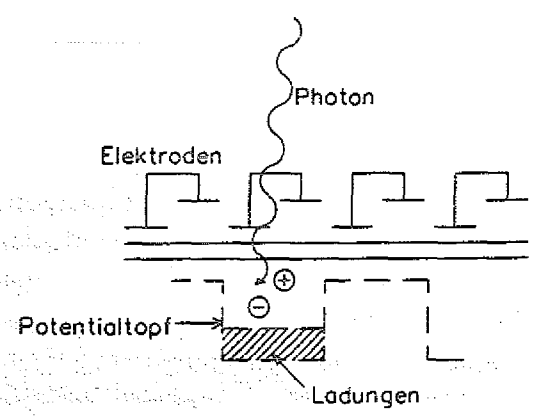


Abb. 5.2.2: Integration von Ladungsträgern während der Belichtung.

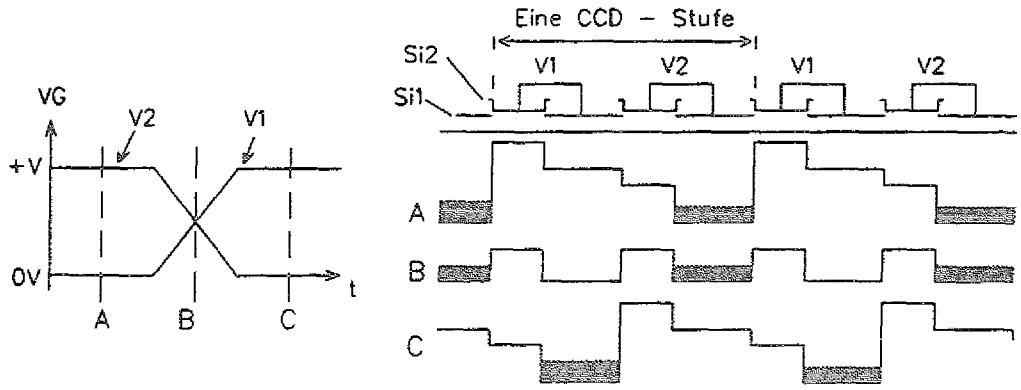


Abb. 5.2.3: Ladungsverschiebung durch eine Abfolge von geeigneten Elektroden-Potentialen.

Bevor einzelne Systembausteine im Detail besprochen werden, sollen im folgenden zunächst einige wichtige Kennwerte des Detektorsystems theoretisch ermittelt werden.

5.3 Theoretische Quanteneffizienz des Detektorsystems

Die Quanteneffizienz (DQE: Detective Quantum Efficiency) wurde von Rose [Rose 1973] zur Charakterisierung unterschiedlicher optischer Systeme eingeführt. Sie bestimmt sich aus dem Signal-zu-Rauschverhältnis (SNR: Signal-to-Noise-Ratio) von Ausgangs- und Eingangssignal:

$$DQE = \frac{SNR_{out}^2}{SNR_{in}^2} \tag{5.3.1}$$

Weil das SNR des Ausgangssignals nicht größer sein kann als das des Eingangssignals, beträgt der maximale Wert der DQE eins. Er kennzeichnet den idealen Detektor.

Die Berechnung der DQE des gesamten Detektorsystems geht von dem in Abb. 5.3.1 gezeigten Systemschaubild aus: Die einfallenden Röntgenquanten werden zunächst im Szintillator entsprechend ihrer Energie und dem Um-

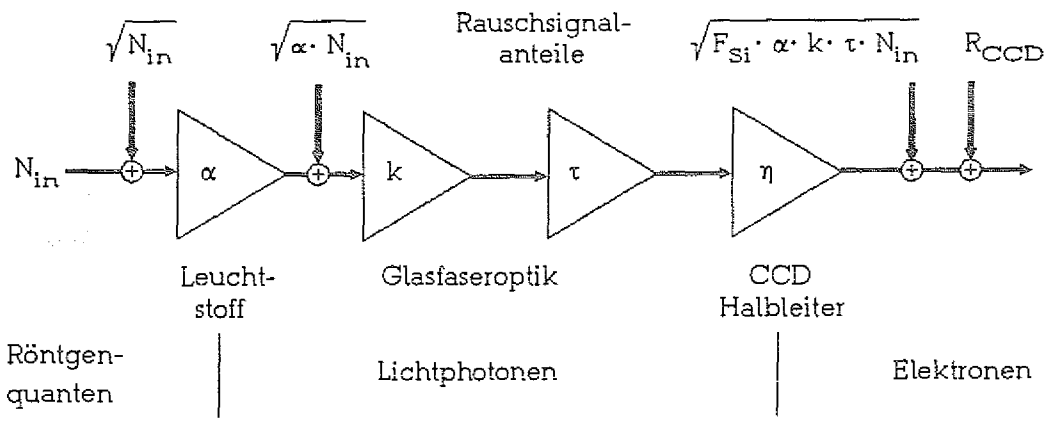


Abb. 5.3.1: Systemtheoretische Modellierung des Detektorsystems.

wandlungskoeffizienten α in eine Anzahl Lichtphotonen bestimmter Wellenlänge umgesetzt. Nur ein Bruchteil k der so erzeugten Photonen gelangt in die Glasfaser, von denen wiederum nur ein Anteil τ auf die CCD gelangt. Hier werden die Photonen, abhängig von ihrer Wellenlänge, mit einer Effizienz η in Elektronen umgesetzt. Da die Umwandlung von Röntgenquanten in Lichtphotonen und von Photonen in Elektronen jeweils ein stochastischer Prozeß ist, wird dem Signal bei jeder Umsetzung ein Störsignal zugeführt. Eigen- und Ausleserauschen des CCD liefern einen weiteren Rauschbeitrag.

Das SNR des Eingangssignals ergibt sich aus der Tatsache, daß der einfallende Quantenfluß einen Poissonprozeß darstellt:

$$SNR_{in} = \frac{S_{in}}{\sigma_{in}} = \frac{N_{in}}{\sqrt{N_{in}}} = \sqrt{N_{in}} \tag{5.3.2}$$

mit:

N_{in} ≡ Anzahl der eingestrahlten Röntgenquanten

Die auf der Ausgangsseite meßbare Störleistung setzt sich aus vier zueinander unkorrelierten Anteilen zusammen: Der erste Anteil beschreibt das Poissonrauschen der absorbierten Röntgenquanten, der zweite repräsentiert die Rauschleistung des Photonenumwandlungsvorgangs, dessen Stochastik für Leuchtstoffe ebenfalls als Poissonprozeß beschrieben werden kann (Fano-Faktor $F_{Leuchtst.}=1$, [Barret u. Swindell 1981]), der dritte Anteil berücksichtigt die Zufälligkeit der Umwandlung der Photonen in Elektronen, und

die letzte Störkomponente wird durch das Eigen- und Ausleserauschen des CCD verursacht. Die bei der Konvertierung von Photonen in Elektronen entstehende Rauschverteilung kann dabei nach Berücksichtigung des Fano-Faktors F_{Si} [Fano 1948] als poissonverteilt angenommen werden. Für Halbleiter wird der Fano-Faktor mit $F_{Si} \simeq 0{,}1$ angegeben [Ullmaier 1987].

$$\sigma^2_{out} = \left(\sqrt{N_{absor.}} \cdot \alpha \cdot k \cdot \tau \cdot \eta\right)^2 + \left(\sqrt{\alpha \cdot N_{absor.}} \cdot k \cdot \tau \cdot \eta\right)^2 + \left(\sqrt{F_{Si} \cdot \alpha \cdot k \cdot \tau \cdot \eta \cdot N_{absor.}}\right)^2 + R^2_{CCD} \tag{5.3.3}$$

mit:

$N_{absor.}$	≡	Anzahl der im Leuchtstoff absorbierten Röntgenquanten
R_{CCD}	≡	Elektronen-äquivalenter Effektivwert des mittelwertfreien Eigen- und Ausleserauschens des CCD
α	≡	Anzahl der pro Röntgenquant abgegebenen Lichtphotonen
k	≡	Anteil der in die Glasfaser eintretenden Photonen
τ	≡	Anteil der über die Glasfaser übertragenen Photonen
η	≡	Anzahl der pro Photon in der CCD erzeugten Elektronen
F_{Si}	≡	Fano-Faktor für Silizium

Das Ausgangsnutzsignal ist:

$$S_{out} = \alpha \cdot k \cdot \tau \cdot \eta \cdot N_{absor.} \tag{5.3.4}$$

Damit findet man für das quadrierte Signal-zu-Rauschverhältnis der Ausgangsseite:

$$SNR^2_{out} = \frac{N_{absor.}}{1 + \frac{1}{\alpha} + \frac{F_{Si}}{\alpha \cdot k \cdot \tau \cdot \eta} + \frac{R^2_{CCD}}{N_{absor.} \cdot (\alpha \cdot k \cdot \tau \cdot \eta)^2}} \tag{5.3.5}$$

Wegen

$$N_{absor.} = (1 - e^{-\mu D}) \cdot N_{in} \tag{5.3.6}$$

mit: μ ≡ Schwächungskoeffizient des Leuchtstoffes
D ≡ Leuchtstoffschichtdicke

erhält man für die gesuchte DQE des Detektorsystems:

$$DQE = \frac{1 - e^{-\mu D}}{1 + \frac{1}{\alpha} + \frac{F_{Si}}{\alpha \cdot k \cdot \tau \cdot \eta} + \frac{R^2_{CCD}}{N_{absor.} \cdot (\alpha \cdot k \cdot \tau \cdot \eta)^2}} \tag{5.3.7}$$

Setzt man in diese Gleichung typische Werte für Röntgenenergien um 10 keV ein (μ: 100 cm^{-1}; D: 20 μm; α: 400; k: 0,137 (kein Reflektor); τ: 0,75; η: 0,2; R_{CCD}: 10 e^-; N_{in}: 10^5), so erkennt man, daß die Quanteneffizienz des gesamten Detektorsystems ganz wesentlich durch die Stärke der Röntgenabsorption in der Szintillatorschicht bestimmt wird. Eine Verbesserung der DQE des Detektorsystems kann also insbesondere durch die Auswahl eines Leuchtstoffes mit hohem Röntgenschwächungsvermögen und/oder durch eine große Schichtdicke des Leuchtschirms erzielt werden.

5.4 Quantenlimitierter Betrieb des Detektorsystems

Von einem quantenlimitierten Betrieb eines Detektors spricht man, wenn das gesamte Rauschen am Detektorausgang durch den Anteil des Eingangsquantenrauschens dominiert wird.

Unter Verwendung von Gleichung 5.3.3 findet man für den speziellen Fall des vorliegenden Detektors die folgende Beziehung zur Angabe der Eingangsquantenzahl, ab der ein quantenlimitierter Betrieb sichergestellt ist:

$$N_{in} \cdot (1 - e^{-\mu D}) \cdot (\alpha \cdot k \cdot \tau \cdot \eta)^2 >$$
$$N_{in} \cdot (1 - e^{-\mu D}) \cdot \alpha \cdot (k \cdot \tau \cdot \eta)^2 + N_{in} \cdot (1 - e^{-\mu D}) \cdot F_{Si} \cdot \alpha \cdot k \cdot \tau \cdot \eta + R_{CCD}^2$$

$$N_{in} > \frac{R_{CCD}}{(1 - e^{-\mu D}) \cdot (\alpha \cdot k \cdot \tau \cdot \eta)^2 \cdot \left(1 - \frac{1}{\alpha} - \frac{F_{Si}}{\alpha \cdot k \cdot \tau \cdot \eta}\right)}$$

$$N_{in} \gtrsim \frac{R_{CCD}}{(1 - e^{-\mu D}) \cdot (\alpha \cdot k \cdot \tau \cdot \eta)^2} \qquad (5.4.1)$$

Wertet man diese Gleichung mit den oben genannten typischen Formelwerten aus, so stellt man fest, daß der vorgestellte Detektor bei allen praktischen Belichtungen quantenlimitiert arbeitet.

5.5 Dynamik des Detektorsystems

Allgemein gibt die Dynamik (DYN) den Umfang des linearen Detektorarbeitsbereichs an:

$$DYN = \frac{\text{größtes unverzerrtes Detektorsignal}}{\text{Signal mit SNR = 1}} \approx \frac{S_{Max}}{R_{Detektor}} \tag{5.5.1}$$

mit: S_{Max} ≡ größtes unverzerrtes Detektorsignal
$R_{Detektor}$ ≡ Eigenrauschen des Detektors

Im speziellen Falle eines CCD-Bildaufnehmers berechnet sich die Dynamik aus dem Quotienten der Elektronenspeicherkapazität eines Bildelementes ("full- well-capacity") und dem elektronen-äquivalenten Effektivwert des Eigenrauschens:

$$DYN = \frac{N_{fwc}}{R_{CCD}} \tag{5.5.2}$$

mit:
N_{fwc} ≡ "full-well-capacity" des CCD (Elektronenspeicherkapazität pro Pixel des CCD)

Da die Elektronensättigungskapazität typischerweise $5 \cdot 10^5$ e^-/Pixel beträgt, ergibt sich aus dieser Formel eine Dynamik des CCD von etwa $5 \cdot 10^4$.

In diesem Zusammenhang muß die Frage aufgeworfen werden, welche Dynamik für einen in der Tomographie eingesetzten Detektor erforderlich ist. Die Antwort ergibt sich aus der Erfüllung zweier Anforderungen, die an jeden Quantendetektor gestellt werden:

1) Das maximal zu erfassende Eingangssignal soll gerade das maximal mögliche Ausgangssignal des Sensors erzeugen:
$$N_{max} \cdot const = S_{Max} \tag{5.5.3}$$
2) Auch bei dem geringsten erwarteten Eingangssignal soll der Detektor quantenlimitiert arbeiten:
$$\left(\sqrt{N_{min}} \cdot const\right)^2 \geq R^2_{Detektor} \tag{5.5.4}$$

Durch Variation der maximalen Absorption einer homogenen Kreisscheibe in Hinblick auf ein maximales SNR in dem resultierenden Tomogramm wurde in Kapitel 4.1 (Gl. 4.1.2) der Optimalwert $\bar{\mu} \cdot D \stackrel{!}{=} 2{,}22$ gefunden. Mit seiner Hilfe läßt sich das Verhältnis zwischen maximaler und minimaler Röntgenintensität auf dem Detektor bestimmen. Die maximale Intensität ergibt sich, wenn der Röntgenstrahl ungeschwächt am Objekt vorbei geht, die minimale Röntgenintensität liegt hinter dem Objekt vor. Daraus ergibt sich:

$$N_{min} \approx e^{-2{,}22} \cdot N_{max} \tag{5.5.5}$$

Daher läßt sich die Dynamikanforderung der Tomographie an einen Detektor nach Einsetzen von (5.5.5), (5.5.4) und (5.5.3) in (5.5.1) folgendermaßen formulieren:

$$DYN \overset{!}{\geq} \sqrt{10 \cdot N_{max}} \qquad (5.5.6)$$

Für die Anwendung in dem entworfenen Mikrotomographiesystem, bei der N_{max} einen Wert in der Größenordnung von 10^5 besitzt, ist die Dynamik eines Detektors auf CCD-Basis also völlig ausreichend.

Nach dieser Diskussion grundlegender Detektorkennwerte wendet sich nun die Betrachtung den Detailaspekten von Szintillatorsystem, Detektorkühlung, Ausleseverstärker und Datenvorverarbeitung zu.

5.6 Das Szintillatorsystem

Obwohl prinzipiell eine direkte Detektion weicher Röntgenstrahlung mit einem CCD möglich ist [Lumb 1990], [Catura u. Smithson 1979], [Janesick et al. 1985], machen es der Schutz des Halbleiterbildaufnehmers vor möglichen Strahlenschäden bei Quantenenergien oberhalb etwa 10 keV [Kraner 1984], [Magorrian 1988] und die schlechte Quanteneffizienz des CCD in diesem Energiebereich erforderlich, zunächst die Röntgenquanten in Lichtphotonen umzuwandeln. Diese Umwandlung geschieht mit Hilfe von Szintillatoren, die bei Anregung eine charakteristische Lumineszenz [Riehl 1970] zeigen. Für die Detektion von Röntgenstrahlen werden überwiegend anorganische Verbindungen als Szintillator benutzt. In Tab. 5.6.1 sind einige vielverwendete Leuchtstoffe mit ihren wichtigsten Kennwerten aufgeführt. Größtenteils liegen diese Substanzen in Pulverform vor. Mit Hilfe unterschiedlicher Verfahren [McGee et al. 1966] werden sie in dünnen homogenen Schichten auf ein Trägermaterial aufgebracht und durch ein Bindemittel fixiert. Eine Ausnahme bildet Cäsiumjodid: Mittels eines speziellen Aufdampfverfahrens kann man es in Form feiner Nadelkristalle auf einer Oberfläche aufwachsen lassen Durch den Lichtleiteffekt innerhalb der Kristalle kann damit auch bei größeren Schichtdicken ein sehr gutes Ortsauflösungsvermögen erzielt werden kann. Zudem erreicht die Packungsdichte einer so hergestellten Szintillatorschicht nahezu 100 %, während im Falle pulverförmiger Substanzen nur ca. 50 % des Schichtvolumens tatsächlich aus Leuchtpigmenten besteht. In den letzten Jahren sind allerdings große Fortschritte erzielt worden, aus bekannten pulvrigen Leuchtstoffverbindungen transparente Keramiken herzustellen [Rossner u. Grabmaier 1991]. Neben einer erhöhten Packungsdichte besitzen diese neuartigen Werkstoffe eine kurze Abklingzeit der Lumineszenzerscheinungen und zeigen keine diffuse Lichtstreuung.

Gebräuchliche Szintillatoren

Chemische Verbindung:	Jedec-Code	Dichte: $\frac{g}{cm^3}$	Kristallform:	Wellenlänge der max. Emission: nm	Eigenlichtschwächungskoeffizient: cm^{-1}	Energie-Umwandlungseffizienz: %
Y_2O_2S : Tb	P45	4,9	Polykristallin	550		0,13 [Leyk 1988] 0,24 [Krestel 1980]
Y_2O_2S : Eu		4,9	Polykristallin	625		0,13 [Kano 1982]
Gd_2O_2S : Tb	P43	7,3	Polykristallin	540	45 [Ludwig 1971]	0,19 [Krestel 1980] 0,11 [Ludwig 1971] 0,15 [Leyk 1988] 0,13 [de Poorter 1975]
CsJ : Tl		4,51	Monokristallin	540	25 [Ludwig 1971]	0,1 [de Poorter 1975] 0,13 [Ludwig 1971] 0,119 [Holl 1988]
CsJ : Na		4,51	Monokristallin	400		0,114 [Holl 1988]
$CaWO_4$	P5	6,8	Polykristallin	440	68 [Ludwig 1971]	0,041 [Ludwig 1971] 0,04 [Krestel 1980] 0,035 [Leyk 1988]
NaJ		3,67	Monokristallin	415		0,118 [Grabmaier 91]
$Bi_4Ge_3O_{12}$		7,13	Monokristallin	480		0,04 [Grabmaier 1991] 0,021 [Holl 1988]
$ZnCdS_2$: Ag	P20	4,35	Polykristallin	540	25-87 [Ludwig 1971]	0,19 [de Poorter 1975] 0,2 [Ludwig 1971] 0,18 [Leyk 1988]
$Y_3Al_5O_{12}$: Ce (YAG)	P46	4,5	Polykristallin Monokristallin	535 580		 0,04 [Noli 1991]

Tab. 5.6.1: Zusammenstellung der wichtigsten Kennwerte gebräuchlicher Szintillatoren. Praktisch alle Zahlenwerte sind als Circa-Angaben zu verstehen, da sie vom jeweiligen Herstellungsprozeß abhängig sind.

Die Auswahl eines geeigneten Szintillatormaterials orientiert sich für die vorliegende Anwendung an drei wesentlichen Kriterien:

1) Das Ortsauflösungsvermögen des Systems Leuchtschicht/Glasfaserplatte muß mit dem des eingesetzten CCD harmonieren.

2) Die Quanteneffizienz des Systems soll maximal sein.

3) Die Dynamik des verwendeten CCD soll voll ausgenutzt werden.

Bereits bei der Darstellung der DQE des Detektorsystems wurde erkannt, daß eine möglichst hohe Quantenausnutzung dicke Szintillatorschichten verlangt. Wie man sich leicht vorstellt - wie aber weiter unten auch abgeleitet wird - beeinflußt eine große Schichtdicke das Ortsauflösungsvermögen einer Leuchtschicht negativ. Es ist also offenbar ein Kompromiß zwischen den sich widersprechenden ersten beiden Auswahlkriterien zu finden.

5.6.1 Theoretische Betrachung der Modulationstransferfunktion des Szintillatorsystems

Um den zu schließenden Kompromiß zu fundieren, wird im folgenden das theoretische Ortsauflösungsvemögen einer Szintillatorschicht auf einer Glasfaserplatte in Abhängigkeit von der Leuchtschichtdicke untersucht. Für die dabei gefundene größtmögliche, im Sinne des ersten Auswahlkriteriums noch akzeptable Schichtdicke wird anschließend für verschiedene Szintillatoren die Quanteneffizienz des Detektors im vorgesehenen Röntgenenergiebereich berechnet und verglichen.

Die quantitative Darstellung des Ortsauflösungsvermögens erfolgt in der Optik im allgemeinen mit Hilfe der Modulationstransferfunktion (MTF) [Dainty u. Shaw 1974]. Sie bestimmt sich aus der optischen Transferfunktion, die die Punktausbreitungsfunktion eines optischen Systems im Fourierraum beschreibt. Weil die Punktausbreitungsfunktion für gewöhnlich rotationssymmetrisch und bezüglich ihres Zentrums eine gerade Funktion ist, genügt zu ihrer Beschreibung die Angabe des Betrags der optischen Transferfunktion entlang eines Querschnitts durch das Rotationszentrum. Die auf eins normierte Darstellung dieser Betragsfunktion wird als MTF bezeichnet. Obwohl die Modulationstransferfunktion für ein optisch unstetiges Element wie eine Glasfaserplatte nicht definiert ist, kann dennoch unter der Voraussetzung, daß die betrachteten Periodenlängen groß gegenüber dem Faserdurchmesser sind, durch Mittelung über viele Einzelfasern das Übertragungsverhalten eines Faseroptikbausteins bestimmt werden. Messungen, die auf diese Weise durchgeführt wurden (zitiert in: [Coleman 1985]), haben ergeben, daß Faser-

optikplatten mit einem Faserduchmesser von 5 - 6 µm ein nahezu ideales Übertragungsverhalten im Bereich der CCD-Auflösungsgrenze (ca. 20 Lp/mm) aufweisen. In diesem Sinne ist der Einfluß des Glasfaserträgermaterials auf die Gesamt-MTF des Szintillatorsystems vernachlässigbar. Berücksichtigt werden muß aber, daß die Glasfaser eine numerische Apertur von ca. 0,83 aufweist, so daß nur solche Lichtstrahlen übertragen werden können, die innerhalb eines Konus' mit ca. 72° Öffnungswinkel in das Faserende eintreten (unter Vernachlässigung der Lichtbrechung beim Strahleintritt). Weil auf diese Weise nur Lichtphotonen aus einem bestimmten Raumwinkelbereich in die Empfangsebene transportiert werden, ist eine Verbesserung der MTF gegenüber einem Szintillator auf normalem Glasträger zu erwarten. Untersuchungsergebnisse über das Auflösungsvermögen von Szintillatoren auf Fiberoptiksubstrat sind mir nicht bekannt. Im folgenden wird daher die prinzipielle MTF einer Szintillator-Glasfaserplattenkombination abgeleitet. Abb. 5.6.1.1 zeigt einen Querschnitt durch das benutzte Szintillatormodell: Schichtweise liegen Glasfaser, Leuchtschicht und Reflexionsfolie aufeinander. Folgende Vereinfachung wurden für die Modellrechnung angenommen:

- Der Szintillator ist für das emittierte Licht optisch klar. Es findet keine diffuse Streuung statt.
- Die Leuchtschicht ist isotrop.
- Die Reflexionsfolie besitzt kein Röntgenabsorptionsvermögen.
- Es findet keine Lichtreflexion an der Berührungsebene von Leuchtstoff und Glasfaser statt.
- Die Lichtschwächung innerhalb der Glasfaser sei vernachlässigbar.

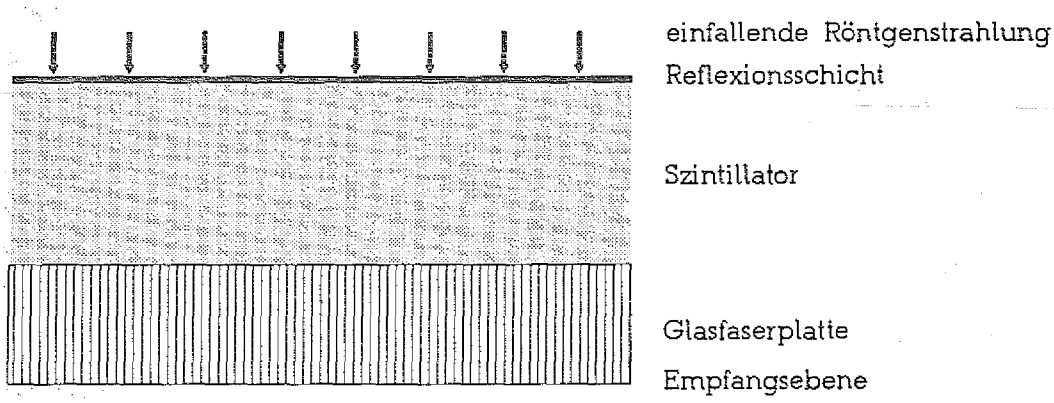


Abb. 5.6.1.1: Querschnitt durch das betrachtete Szintillatorsystem. Nicht maßstabstreu!

Während die erste Annahme für Einkristall- und Keramik-Szintillatoren gut erfüllt ist, stellt sie für Schichten aus pulverförmigen Leuchtstoffen eine gewisse Abweichung von den realen Verhältnissen dar. Busselt und Raue, die das Auflösungsverhalten pulverförmiger Leuchtschirme bei Kathodenstrahlanregung mit Hilfe einer Monte-Carlo-Computersimulation untersucht haben [Busselt u. Raue 1988], kommen zu dem Ergebnis, daß das Streuvermögen der Leuchtschicht praktisch keinen Einfluß auf die Linienausbreitungsfunktion hat. Swank hingegen, der einen analytischen Ausdruck für die MTF eines streuenden Szintillators ableitet [Swank 1973], kommt zu dem Schluß, daß mit zunehmendem Streuvermögen die Wiedergabe hoher Ortsfrequenzen verbessert wird. Dieser vielleicht zunächst überraschende Zusammenhang erklärt sich aus der mit dem Streuvermögen zunehmenden Weglänge, den die Photonen bis zur Empfangsebene zurückzulegen haben, und der daraus folgenden erhöhten Absorptionswahrscheinlichkeit. Die Verstärkung des auflösungssteigernden Effektes der Eigenlichtabsorption ist also Ursache des prognostizierten Verhaltens. Weil praktische Untersuchungen zur Streuung in opaken Körpern nicht vorliegen, mit deren Hilfe sich die vorliegende Diskrepanz aufklären ließe, muß im weiteren davon ausgegangen werden, daß eine Vernachlässigung der Streuung zu einer pessimistischen Abschätzung der MTF-Kurve führt. Dies ist kein Mangel, denn eine quantitativ exakte Angabe des Modulationsübertragungsverhaltens darf von einer theoretischen Berechnung nicht erwartet werden: Viele Parametern sind weder in ihrer Größe noch in ihrem Einfluß wirklich einwandfrei bekannt. Dies gilt vor allem für den Wert des Lichtschwächungskoeffizienten, das Brechungsverhalten des Lichtes beim Eintritt in die Glasfaser und für die angenommene Isotropie der Leuchtschicht. Daß die im folgenden entwickelte Beschreibung des Ortsfrequenzverhaltens eines Szintillatorsystems mit Glasfasersubstrat dennoch stichhaltig ist, kann durch einen Vergleich mit den praktisch erzielten Ergebnissen festgestellt werden.

Für die Ermittlung der Punktausbreitungsfunktion wird entsprechend Abb. 5.6.1.2 angenommen, daß insgesamt N_0 Röntgenquanten punktförmig entlang der z-Achse in den Szintillator eingestrahlt und entsprechend dem Schwächungsgesetz teilweise absorbiert werden. Ein Teil der Energie der absorbierten Röntgenquanten geht dabei auf Lumineszenzphotonen über, die in den vollen Raumwinkel abgestrahlt werden. Aus der Anzahl der Photonen, die in eine Glasfaser einzutreten vermögen, wird dann die mittlere Leuchtdichte am Ende der Faser als Funktion der Distanz s zwischen Glasfasermittelachse und z-Achse bestimmt.

Die Anzahl der Röntgenquanten, die in einer Szintillatorschicht z + dz absorbiert wird, beträgt:

$$-dN = \mu \cdot N_0 \cdot e^{-\mu z}\, dz \qquad (5.6.1.1)$$

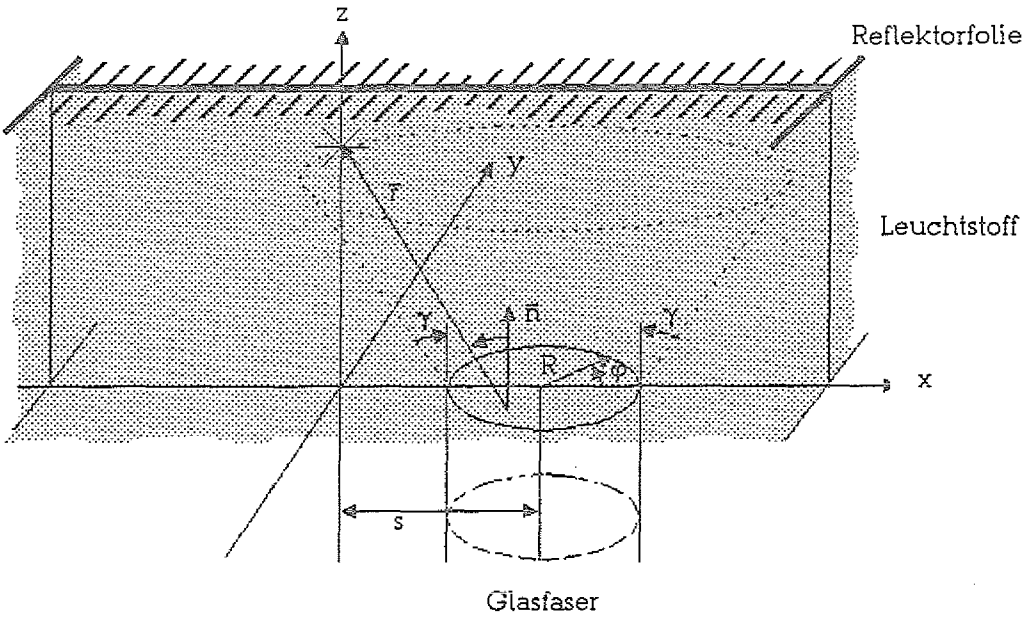


Abb: 5.6.1.2: Verwendete Benennungen zur Beschreibung des Szintillatorsystems.

Bezeichnet α die Effizienz, mit der Röntgen- in Lichtquanten umgesetzt werden, so beträgt die Anzahl der Lumineszenzphotonen, die bei der Absorption entstehen:

$$di = \alpha \cdot \mu \cdot N_O \cdot e^{-\mu z}\, dz \qquad (5.6.1.2)$$

Diese Lichtmenge kann direkt oder durch Reflexion auf die am Ende einer Glasfaser befindliche Empfängerfläche gelangen.

Für den Anteil der direkten Lichteinstrahlung an der Leuchtdichte findet man für $0 \le s \le D \cdot \tan(\frac{\pi}{2} - \gamma)$:

$$L_d(s) = \frac{1}{\pi \cdot R^2} \cdot \alpha \cdot N_O \cdot \frac{\mu}{4 \cdot \pi} \cdot \int_{z=A}^{D} e^{-\mu \cdot (D-z)} \cdot \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\rho=0}^{R} \frac{\rho}{r^2} \cdot e^{-K \cdot r} \cdot \cos(\vec{r}, \vec{n})\, d\rho\, d\varphi\, dz \qquad (5.6.1.3)$$

$$\text{mit } A = \delta \to 0 \quad \text{für } 0 \le s \le R$$
$$= \frac{s}{\tan(\frac{\pi}{2}-\gamma)} \quad \text{für } R \le s \le D\cdot \tan(\frac{\pi}{2}-\gamma)$$

und für $s > D\cdot \tan(\frac{\pi}{2}-\gamma)$:

$L_d(s) = 0$

dabei ist:

$r = (s^2 + z^2 + \rho^2 + 2\rho s\cdot \cos\varphi)^{\frac{1}{2}}$ und $\cos(\vec{r}, \vec{n}) = \frac{z}{r}$

mit :

α ≡ Konversionskoeffizient der Umwandlung von Röntgen- in Lichtphotonen
N_O ≡ Anzahl der eingestrahlten Röntgenquanten
μ ≡ Röntgenschwächungskoeffizient des Leuchtstoffes
K ≡ Lichtschwächungskoeffizient des Leuchtstoffes
γ ≡ Aperturwinkel der Glasfaser (36 °)
r ≡ Entfernung zwischen Lichtemissionsort und Eintrittspunkt in die Glasfaser
s ≡ Entfernung zwischen Glasfasermittelachse und Einstrahlungsachse der Röntgenquanten
$(\vec{r}, \vec{n})$ ≡ Winkel zwischen Einfallsstrahl und Empfangsflächennormale
D ≡ Dicke der Leuchtschicht
R ≡ Radius der Glasfaser

Für die Berechnung des reflektiven Anteils der Empfangslichtstärke kann, wegen $r \gg R$, angenommen werden, daß der Winkel zwischen Einfallsstrahl und Flächennormale unabhängig vom Auftreffpunkt auf der Empfangsfläche ist. Dann berechnet sich die Leuchtdichte des reflektierten Lumineszenzlichtes auf der Empfangsfläche zu:

$$L_{rl}(s) = RF\cdot \frac{1}{\pi\cdot R^2}\cdot \alpha\cdot N_O\cdot \frac{\mu}{4}\cdot R^2\cdot \int_{z=0}^{D} \frac{e^{-\mu\cdot(D-z)}}{r^2}\cdot e^{-K\cdot r}\cdot \cos(\vec{r}, \vec{n})\, dz \qquad (5.6.1.4)$$

für $0 \le s \le D\cdot \tan(\frac{\pi}{2}-\gamma)$

und

$$L_{r2}(s) = RF \cdot \frac{1}{\pi \cdot R^2} \cdot \alpha \cdot N_O \cdot \frac{\mu}{4} \cdot R^2 \cdot \int_{z=0}^{2D - \frac{s}{\tan(\frac{\pi}{2}-\gamma)}} \frac{e^{-\mu \cdot (D-z)}}{r^2} \cdot e^{-K \cdot r} \cdot \cos(\vec{r}, \vec{n})\, dz$$

$$\text{für } D \cdot \tan(\tfrac{\pi}{2}-\gamma) \leq s \leq 2 \cdot D \cdot \tan(\tfrac{\pi}{2}-\gamma)$$

und

$$L_{r3}(s) = 0 \qquad \text{für } s > 2 \cdot D \cdot \tan(\tfrac{\pi}{2}-\gamma)$$

Dabei gilt:

$$r = (s^2 + (2 \cdot D - z)^2)^{\frac{1}{2}} \qquad \text{und} \qquad \cos(\vec{r}, \vec{n}) = \frac{2D - z}{r}$$

Zusätzlich zu den bereits oben genannten Formelzeichen repräsentiert RF den Reflexionsfaktor der Spiegelfolie.

Die Punktausbreitungsfunktion des Szintillators setzt sich also aus direktem und reflektiertem Anteil zusammen:

$$\begin{aligned} L_{gesamt}(s) &= L_d(s) + L_{r1}(s) && \text{für } 0 \leq s \leq D \cdot \tan(\tfrac{\pi}{2}-\gamma) \\ &= L_{r2}(s) && \text{für } D \cdot \tan(\tfrac{\pi}{2}-\gamma) \leq s \leq 2 \cdot D \cdot \tan(\tfrac{\pi}{2}-\gamma) \\ &= 0 && \text{für } s > 2 \cdot D \cdot \tan(\tfrac{\pi}{2}-\gamma) \end{aligned} \tag{5.6.1.5}$$

Aus der so zu berechnenden Punktausbreitungsfunktion kann durch zweidimensionale Fouriertransformation die optische Transferfunktion und aus dieser die Modulationstransferfunktion des Szintillatorsystems bestimmt werden.

Weil sich die angegebenen Gleichungen nicht analytisch lösen lassen, wurden für die folgenden Untersuchungen numerische Berechnungen auf einem Computersystem herangezogen. Dabei wurde aus rein praktischen Gründen die Modulationstransferfunktion aus der eindimensional fouriertransformierten Linienausbreitungsfunktion berechnet. Dieser Weg ist dem oben beschriebenen völlig gleichwertig.

5.6.2 Einfluß der Eigenlichtschwächung des Leuchtstoffes auf die MTF

Mit dem Ziel, die Anzahl der Untersuchungsparameter zu reduzieren, wurde in einer Voruntersuchung zunächst die Frage aufgegriffen, ob die Variation der Eigenlichtabsorption des Leuchtstoffes innerhalb des praktisch auftretenden Wertebereiches einen merklichen Einfluß auf den Verlauf der MTF besitzt. Dazu wurden die Modulationstransferfunktionen von zwei unterschiedlich konfigurierten Szintillatorsystemen jeweils mit den beiden auftretenden extremen Lichtschwächungskoeffizienten, $K_{min} = 25\ cm^{-1}$ und $K_{max} = 87\ cm^{-1}$, berechnet. Für beide Systeme wurde einheitlich angenommen, daß der Leuchtstoff einen Röntgenschwächungskoeffizient von 100 cm^{-1} besitze, wie er für den Energiebereich von 10 keV typisch ist. Hinsichtlich des Reflexionsvermögens der Szintillatordeckfolie und der Dicke der Leuchtschicht wurde jedoch zwischen System 1 und System 2 unterschieden: Für System 1 lag den Berechnungen ein Reflexionsfaktor RF = 0 (kein Reflexionsvermögen, Folie geschwärzt) und eine Schichtdicke D = 25 µm zugrunde, für System 2 wurde RF = 0,9 und D = 13,3 µm gesetzt. Die Darstellung der ermittelten MTF-Verläufe - für System 1 in Abb. 5.6.2.1 und für System 2 in Abb. 5.6.2.2 - zeigt, daß der Lichtschwächungskoeffizient innerhalb des praktisch auftretenden Wertebereiches einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Modulationstransferfunktion besitzt. Dieses Ergebnis läßt sich durch die nur geringe gesamte Lichtabsorption im Szintillator erklären, die bei den gegebenen Lichtschwächungskoeffizienten und den hier diskutierten Schichtdicken zu erwarten ist. Motiviert durch dieses Untersuchungsergebnis wurde für die folgenden Berechnungen einheitlich ein Lichtschwächungskoeffizient von 25 cm^{-1} (realistischster Wert für die Mehrzahl der betrachteten Leuchtstoffe) angenommen.

Durch diese Voruntersuchung wird auch die Annahme erhärtet, die Lichtstreuung in der Leuchtschicht spiele für das Auflösungsvermögen des Szintillatorsystems bei der hier diskutierten Anwendung eine untergeordnete Rolle. Wie bereits beschrieben, beeinflußt die Streuung die Punktausbreitungsfunktion des Szintillators primär als Folge einer erhöhten Eigenlichtabsorption. Für dünne Schichten, wie sie für die Mikrotomographie benötigt werden, ist die Lichtabsorption aber offensichtlich von untergeordneter Bedeutung für das Auflösungsvermögen des Szintillators, so daß auch auf einen entsprechend geringen Einfluß der Streuung geschlossen werden kann.

5.6.3 Optimale Szintillatorschichtdicke

Die Hauptuntersuchung, über die im folgenden berichtet wird, galt der Beantwortung der eingangs gestellten Frage nach der maximalen Schichtdicke bei ausreichendem Ortsauflösungsvermögen. Zur Definition eines "ausrei-

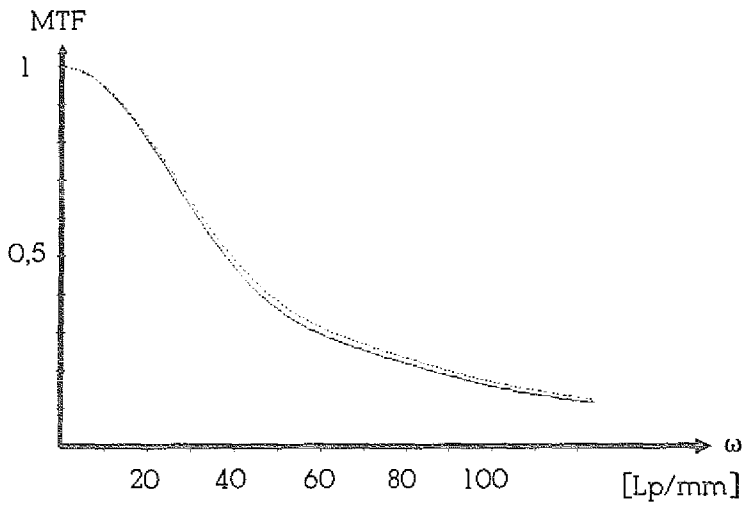


Abb. 5.6.2.1: Theoretischer MTF-Verlauf eines Szintillatorsystems ohne reflektierende Deckfolie bei unterschiedlicher Eigenlichtschwächung.
K= 25 cm^{-1} (—)
K= 87 cm^{-1} (····)
Weitere Parameter:
μ= 100 cm^{-1}
D= 25 μm

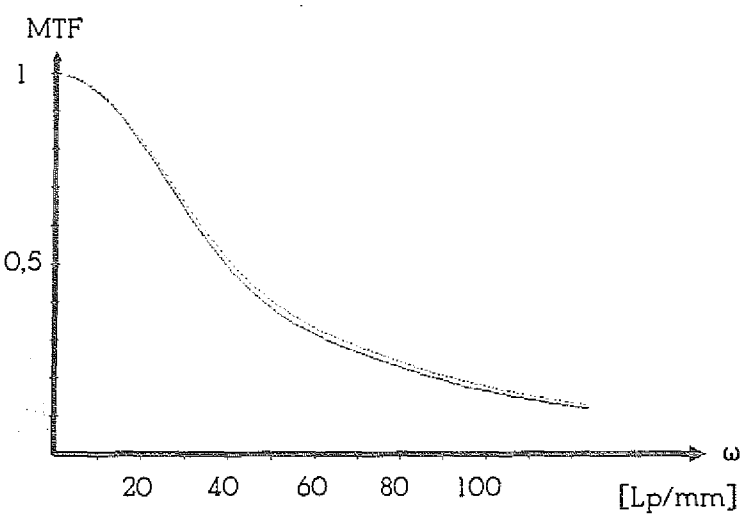


Abb. 5.6.2.2: Theoretischer MTF-Verlauf eines Szintillatorsystems mit reflektierender Deckfolie (RF= 0,9) bei unterschiedlicher Eigenlichtschwächung.
K= 25 cm^{-1} (—)
K= 87 cm^{-1} (····)
Weitere Parameter:
μ= 100 cm^{-1}
D= 13,3 μm

chenden Ortsauflösungsvermögen" der Szintillator-Glasfaser-Kombination wurde festgelegt, daß die MTF des Systems einen Wert von 0,8 bei 20 Lp/mm (Ortsfrequenzgrenze des CCD) erreichen soll. Unter Berücksichtigung der im vorgesehenen Röntgenenergiebereich von 10 keV - 30 keV auftretenden Röntgenschwächungskoeffizienten der untersuchten Leuchtstoffe wurde dann diejenige Schichtdicke ermittelt, mit der diese Vorgabe erfüllt wird. Dabei wurde sowohl eine Systemkonfiguration mit 90 % reflektierender Deckfolie als auch eine nicht reflektierende Variante den Berechnungen zugrunde gelegt.

Die Ergebnisse der Analyse sind in Abb. 5.6.3.1 für das System mit und in Abb. 5.6.3.2 für das System ohne Reflektorfolie graphisch dargestellt.

Für einige ausgewählte Kombinationen von Abschwächungskoeffizient, Schichtdicke und eventuell aufgebrachter Reflexionsschicht zeigen die Abb. 5.6.3.3 und 5.6.3.4 die ermittelten MTF-Verläufe.

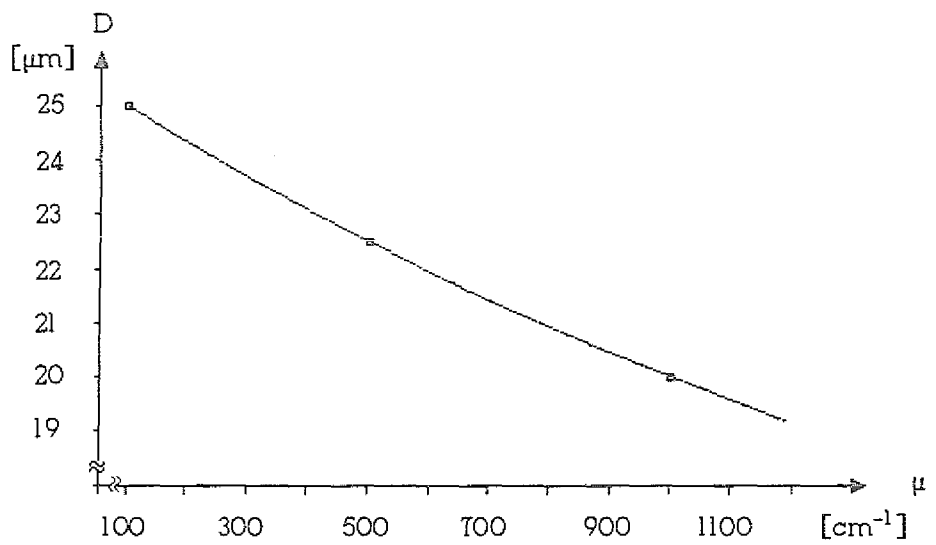


Abb. 5.6.3.1: Theoretisch größtmögliche Schichtdicke des Szintillators, bei der noch ein MTF-Wert von 0,8 bei 20 Lp/mm erreicht wird, als Funktion seines Röntgenschwächungskoeffizienten für ein System ohne reflektierende Deckfolie.

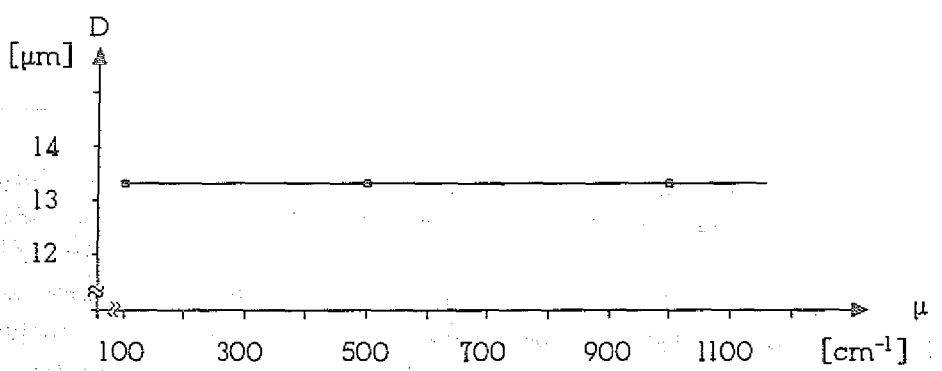


Abb. 5.6.3.2: Theoretisch größtmögliche Schichtdicke des Szintillators, bei der noch ein MTF-Wert von 0,8 bei 20 Lp/mm erreicht wird, als Funktion seines Röntgenschwächungskoeffizienten für ein System mit reflektierender Deckfolie.

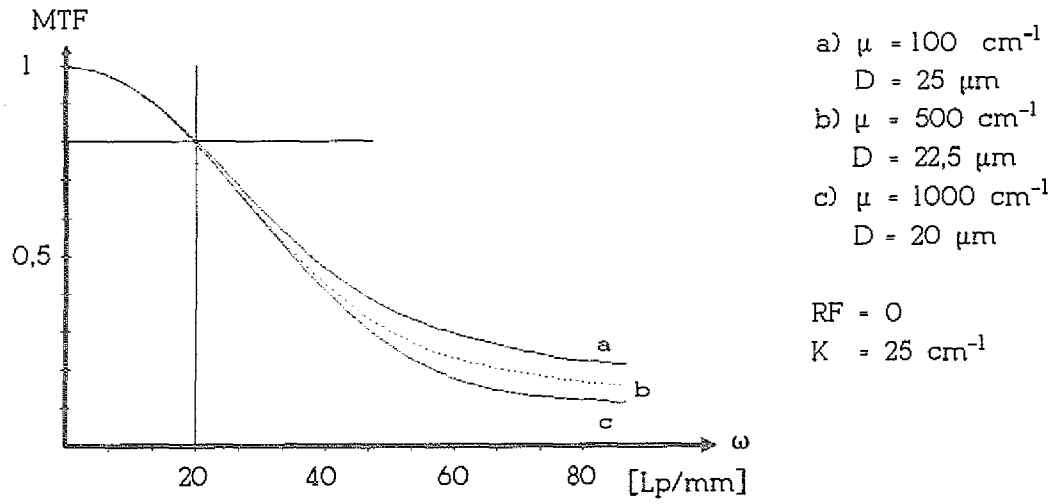


Abb. 5.6.3.3: Berechnete MTF-Verläufe für ein Faseroptik-Szintillatorsystem ohne Reflektorfolie für drei unterschiedliche Kombinationen von Absorptionskoeffizienten und Schichtdicken.

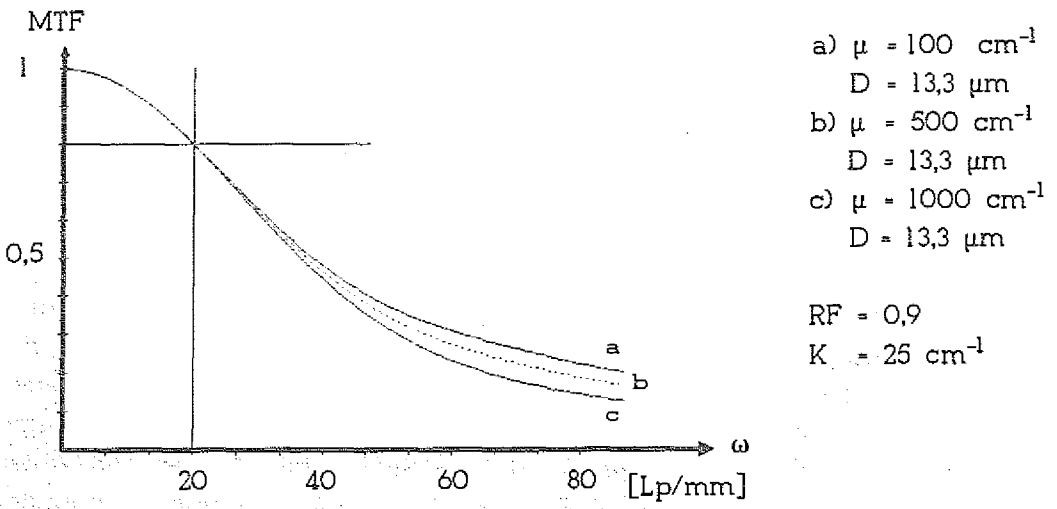


Abb. 5.6.3.4: Berechnete MTF-Verläufe für ein Faseroptik-Szintillatorsystem mit Reflektorfolie für drei unterschiedliche Kombinationen von Absorptionskoeffizienten und Schichtdicken.

Wie man der Abb. 5.6.3.2 entnimmt, hängt im Falle eines mit Reflektorfolie versehenen Szintillators die optimale Schichtdicke nicht vom Röntgenschwächungskoeffizienten ab. Die Erklärung dieses vielleicht überraschenden Sachverhaltes findet sich bei einer getrennten Betrachtung des direkten

Lichtanteils L_d und des reflektierten Anteils L_r, aus denen sich die Punktausbreitungsfunktion zusammensetzt. Die Verlagerung des Lichtemissionsortes in tiefere Leuchtschichtebenen infolge eines abnehmenden Röntgenschwächungskoeffizienten führt zwar einerseits zu einer Verschmälerung der Punktausbreitungsfunktion der direkten Lichtkomponente, aber andererseits auch zu einer Verbreiterung des Funktionsanteils, der durch das reflektierte Licht verursacht wird. Dieses gegenläufige Verhalten der beiden Komponenten der Punktausbreitungsfunktion kompensiert sich offensichtlich derartig, daß bei Variation des Schwächungsbeiwertes innerhalb der hier betrachteten Spanne eine nahezu gleichbleibende Gesamtausbreitungsfunktion resultiert.

Für einen mit Reflektorfolie versehenen Szintillator ist also bei der vorgesehenen Applikation unabhängig von der ausgewählten Leuchtsubstanz eine Schichtdicke von ca. 13 µm optimal. Im Falle einer Szintillatorbeschichtung ohne reflektierende Deckschicht muß hingegen zunächst der größte auftretende Röntgenschwächungskoeffizient innerhalb des zu erwartenden Röntgenenergiespektrums berechnet werden, und erst dann kann mit diesem Wert aus dem Diagramm in Abb. 5.6.3.1 die geeignete Schichtdicke ermittelt werden. Für jeden Leuchtstoff muß also individuell die optimale Schichtdicke bestimmt werden. Typische Werte für die vorliegende Anwendung liegen zwischen 21 µm und 25 µm.

5.6.4 Ergebnisse der Untersuchungen zum Szintillatorsystem

Unter Verwendung der nunmehr bereitstehenden Auswahlkriterien wurde für alle in Tab. 5.6.1 genannten Szintillatoren die günstigste Schichtdicke für beide Systemkonfigurationen ermittelt und die Quanteneffizienz des Detektorsystems nach Gl. 5.3.7 für den gesamten vorgesehenen Röntgenenergiebereich bestimmt. Der für die Rechnung benötigte Faktor k, der den Anteil der Photonen angibt, die prinzipiell in die Glasfaser eintreten könnten, wurde zuvor numerisch zu 0,27 für das System mit einer 90 % reflektierenden Deckschicht und zu 0,137 für das reflektorlose System bestimmt. Obwohl die Transmission der Photonen durch die Glasfaserplatte praktisch verlustlos ist, muß der Transmissionsfaktor τ dennoch mit etwa 0,75 angesetzt werden [Gruner 1988]. Der Grund hierfür liegt in der Tatsache, daß nur ca. 75 % der Platte aus Kernglas besteht, der Rest aus dem notwendigen Mantelglas. Der Photonenumwandlungskoeffizient α wurde aus der Energieumwandlungseffizienz und der Emissionswellenlänge des jeweiligen Szintillators für alle betrachteten Röntgenenergiewerte berechnet.

Die berechnete DQE ist für die sechs bestgeeigneten Szintillatorsubstanzen als Verlauf über den untersuchten Energiebereich in Abb. 5.6.4.1 für das reflektorlose und in Abb. 5.6.4.2 für das reflektierende System dargestellt.

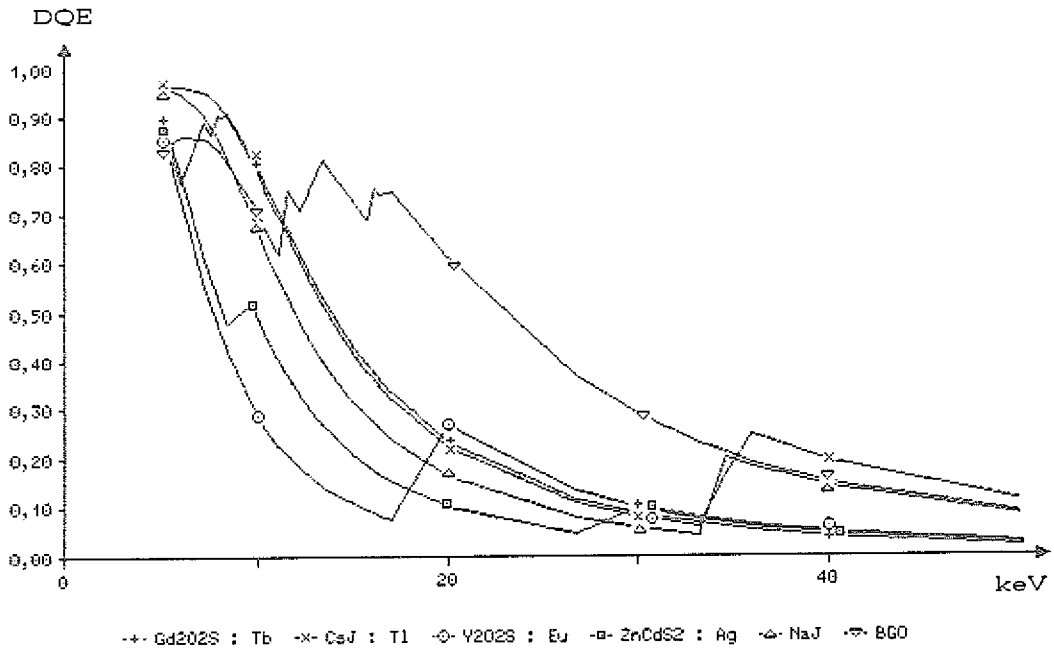


Abb. 5.6.4.1: Theoretischer Verlauf der DQE bei einem System ohne reflektierende Deckschicht. Die Leuchtstoffschichtdicke wurde jeweils entsprechend Abb. 5.6.3.1 auf eine Röntgenenergie von 10 keV angepaßt.

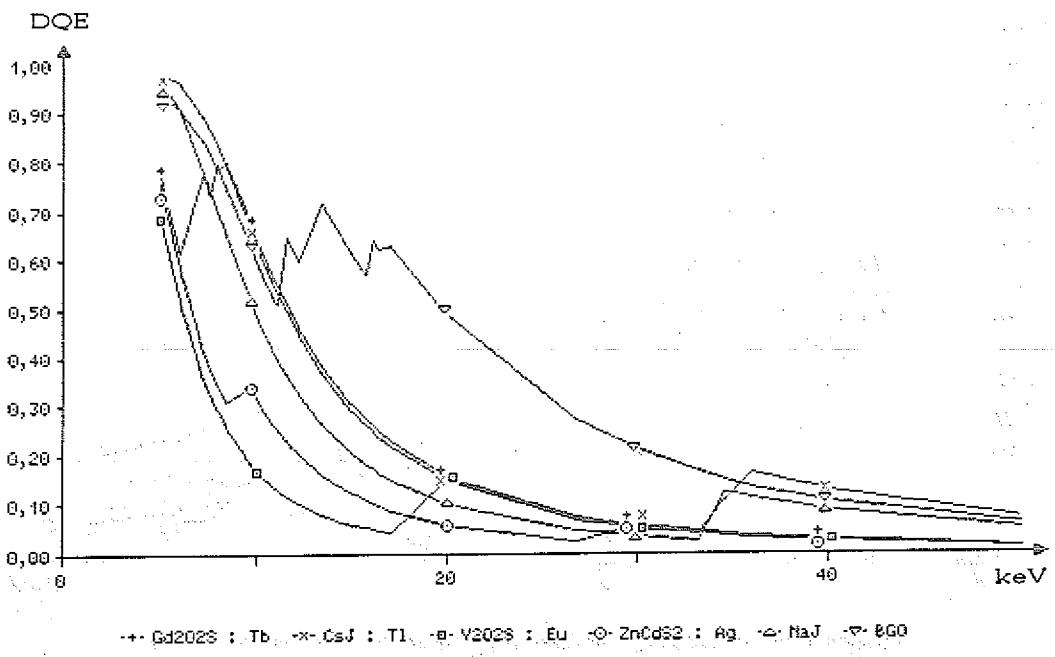


Abb. 5.6.4.2: Theoretischer Verlauf der DQE bei einem System mit reflektierender Deckschicht (RF = 0,9). Die Leuchtstoffschichtdicke betrug konstant 13,3 µm.

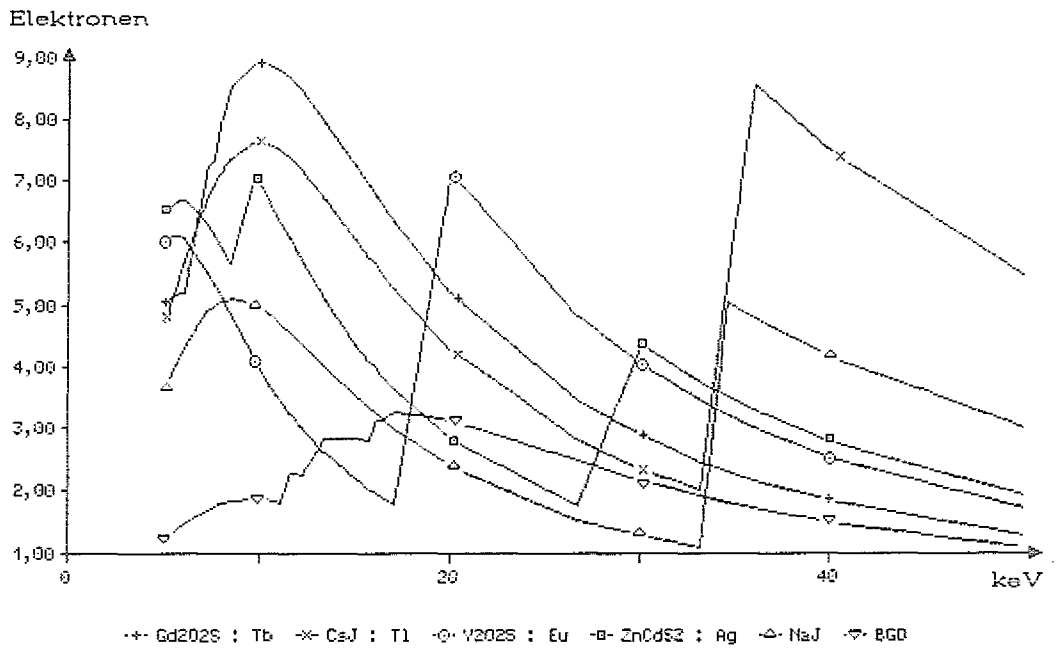


Abb. 5.6.4.3: Theoretische Anzahl der im CCD durch einen eingestrahlten Röntgenquant erzeugten Elektronen für ein System ohne reflektierende Deckschicht. Die Leuchtstoffschichtdicke wurde entsprechend Abb. 5.6.3.1 jeweils auf eine Röntgenenergie von 10 keV angepaßt.

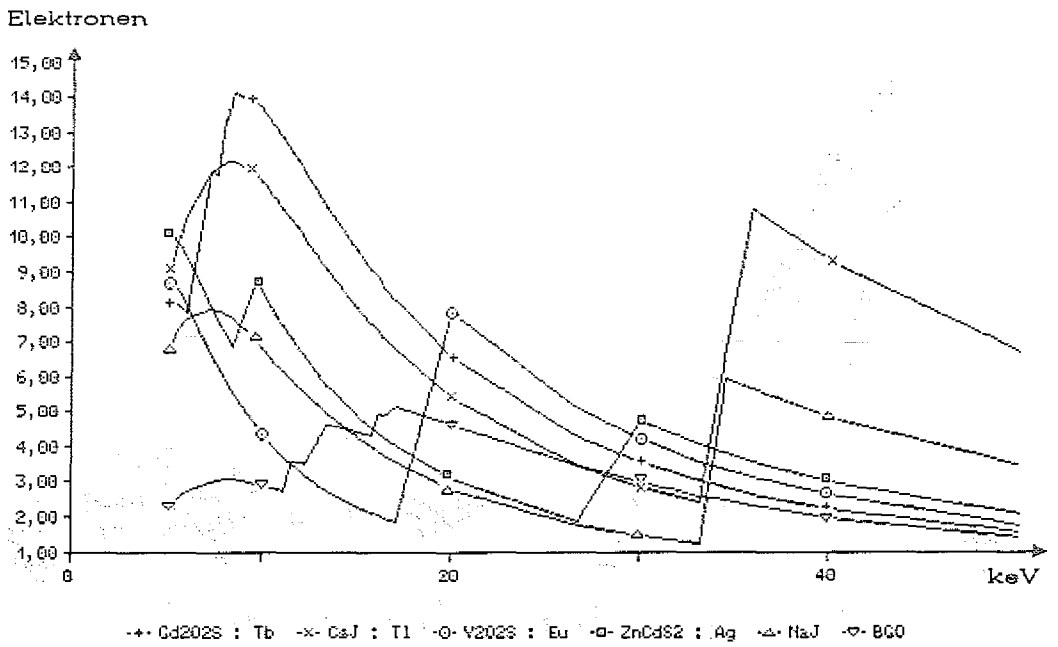


Abb. 5.6.4.4: Theoretische Anzahl der im CCD durch einen eingestrahlten Röntgenquant erzeugten Elektronen für ein System mit reflektierender Deckschicht (RF = 0,9). Die Leuchtstoffschichtdicke betrug konstant 13,3 µm.

Zusätzlich wurde entsprechend Gl. 5.3.4 die Anzahl der Elektronen berechnet, die als Folge eines in den Szintillator eingestrahlten Röntgenquants in der CCD erzeugt werden. Abb. 5.6.4.3 und Abb. 5.6.4.4 geben die Resultate für die beiden untersuchten Systeme wieder.

5.6.5 Diskussion der Ergebnisse

Der Graphik in Abb. 5.6.4.1 kann entnommen werden, daß das einkristalline Bariumgermanat (BGO) im Vergleich zu anderen Szintillatorsubstanzen im avisierten Röntgenbereich von 10 keV - 30 keV die beste DQE des Detektorsystems bewirkt. Die geringe Anzahl von 2 - 3 Elektronen, die BGO je eingestrahltem Röntgenquant im CCD erzeugt (siehe Abb. 5.6.4.3), ist für die vorgesehene Anwendung als ideal anzusehen, weil so die maximale Elektronenspeicherkapazität des CCD von ca. $5 \cdot 10^5$ durch die erwarteten 10^5 Röntgenquanten je Projektion gut ausgenutzt werden kann.

Die beiden bezüglich der Quanteneffizienz nächstplazierten Leuchtstoffe Gd_2O_2S und CsJ erzeugen eine größere Elektronenanzahl im CCD; dieser Umstand ist im vorliegenden Fall deshalb als nachteilig zu bewerten, weil die so während einer Projektionsphase erzeugte Elektronenzahl das Speichervermögen herkömmlicher CCD-Sensoren übersteigt.

In einem Vergleich der theoretisch erzielbaren DQE zeigt sich ein System ohne reflektierende Deckschicht einem solchen mit Reflektorfolie überlegen. Der Grund hierfür ist in der größeren Schichtdicke zu sehen, die bei Verzicht auf einen reflektierenden Überzug unter Berücksichtigung des erforderlichen Ortsauflösungsvermögen realisierbar ist. Die bei einem solchen Verzicht verlorengehenden Lichtphotonen - und die daraus folgende Reduzierung erzeugter Elektronen - ist aus dem oben dargestellten Grunde sogar positiv zu beurteilen.

Aus der vorgestellten theoretischen Betrachtung wird also resümierend gefolgert, daß für die vorgesehene Anwendung ein Szintillator aus einem 21 µm dicken BGO-Einkristall ohne reflektierenden Überzug die optimale Wahl darstellt.

5.7 CCD-Kühlung

Es wurde bereits bei der Beschreibung der Funktionsweise des ladungsgekoppelten Halbleiterbildaufnehmers erwähnt, daß thermisch generierte Elektronen zu einer Reduzierung der Detektordynamik beitragen, weil sie ebenso wie die photoinduzierten Ladungsträger zur Füllung des Potential-

topfes beitragen. Dieser "Dunkelstrom" (das Wort bringt zum Ausdruck, daß die Ladungsträger nicht durch Lichtphotonen erzeugt werden) beträgt ca. 20.000 Elektronen$\cdot s^{-1}$ je Pixel bei 20 °C Chiptemperatur. Man ersieht aus diesem Wert, daß es während einer Belichtungszeit von 5 s (wie sie ja für die projektierte Anwendung als notwendig erkannt wurde) ohne Kühlmaßnahmen zu einer Sättigung der Elektronenspeicherkapazität des Sensors allein durch thermisch generierte Elektronen käme. Durch Kühlung des Halbleiterbausteins kann der Dunkelstrom gesenkt werden. Von einer Herstellerfirma wird die folgende Beziehung angegeben [EEV 1990]:

$$Q_d = Q_{dO} \cdot 122 \cdot \frac{T^3}{K^3} \cdot e^{-\frac{6400\ K}{T}} \tag{5.7.1}$$

mit:

Q_d ≡ Anzahl der in einem Sensorelement pro Sekunde thermisch generierten Elektronen bei einer CCD-Temperatur T

Q_{dO} ≡ Anzahl der in einem Sensorelement pro Sekunde thermisch generierten Elektronen bei einer CCD-Temperatur von 293 °K

T ≡ CCD-Temperatur in °K

Man erkennt, daß bei einer Abkühlung des CCD auf Temperaturen unter -100 °C der Einfluß des Dunkelstroms auf die Detektordynamik bedeutungslos wird (er beträgt dann nur noch ca. 10^{-3} Elektronen$\cdot s^{-1}$ je Pixel).

In der vorgestellten Realisierung wird die Kühlung des CCD auf eine Temperatur von -100 °C mit Hilfe von flüssigem Stickstoff erreicht, der über einen Wärmetauscher dem Halbleiter die Wärme entzieht. Dabei wird die aktuelle Temperatur des CCD-Gehäuses dauernd überwacht und durch eine Regelung der Kühlmittelzufuhr auf konstantem Niveau gehalten. Der zeitliche Wärmegradient während des Abkühlungs- oder Erwärmungsvorgangs darf 5 °K/min nicht übersteigen. Deshalb wird während dieser Phasen der Stickstoffluß entsprechend gesteuert.

5.8 Ausleseverstärker

Für die Verstärkung des von dem CCD gelieferten Ausgangssignals wird das in [Wey u. Guggenbühl 1985] beschriebene Prinzip der bezogenen Doppel-Abtastung (CDS: Correlated Double Sampling) mit geschaltetem Integrator angewendet. Zur Erläuterung der CDS-Methode sei an die Beschreibung der ausgangsseitigen CCD-Ladungsdetektion erinnert (Kap. 5.2). Weil die dort erwähnte Aufladung der Ausgangskapazität auf ein bestimmtes Referenzniveau Fluktuationen mit einer Varianz

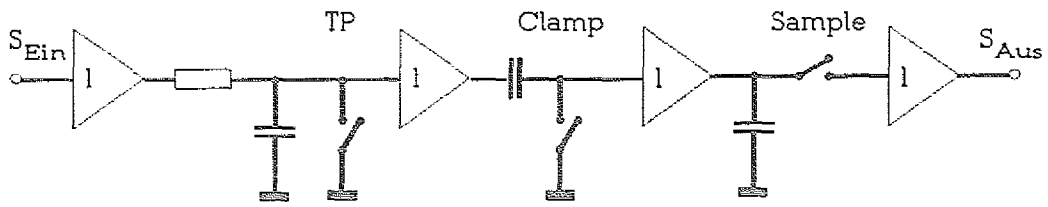


Abb. 5.8.1: CCD - Ausleseverstärker

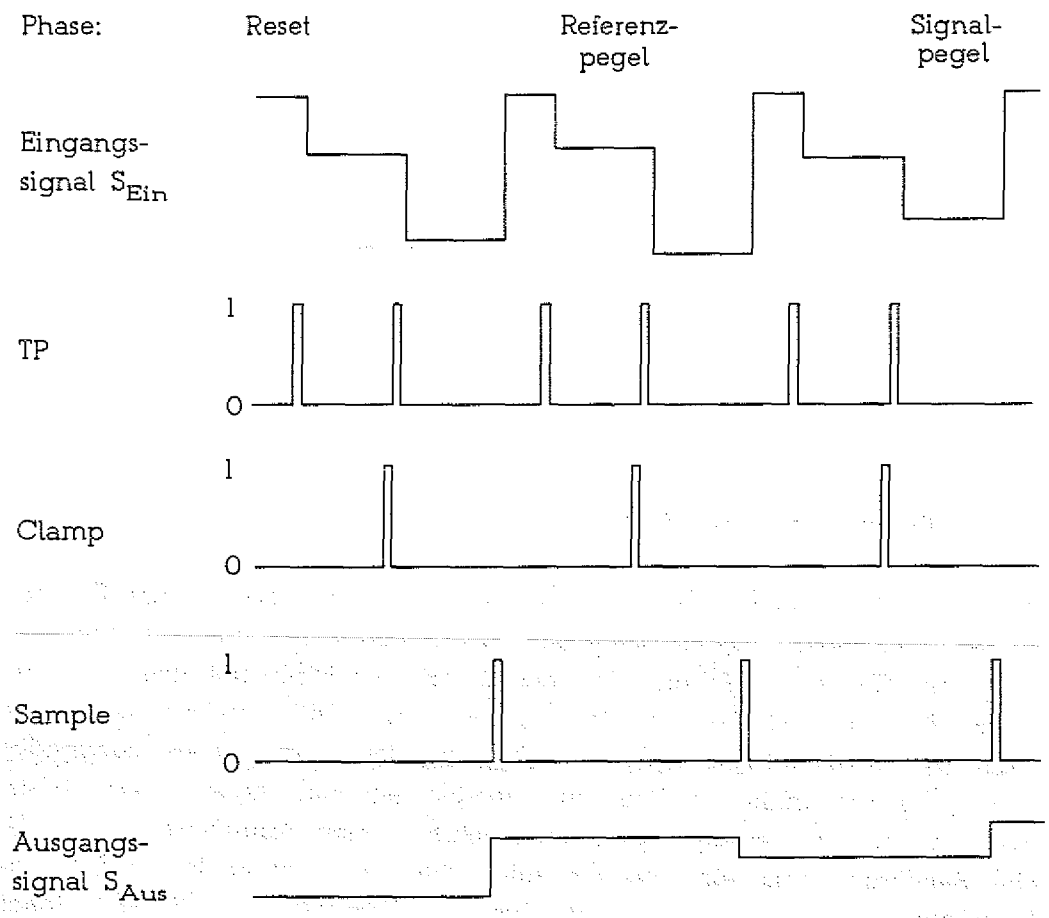


Abb. 5.8.2: Eingangs-, Ausgangs- und Schaltsignalverläufe des CCD-Ausleseverstärkers. Die Schalter sind bei "1" geschlossen und bei "0" geöffnet.

$$\sigma^2_{kTC} = \frac{kT}{C_{out}} \tag{5.8.1}$$

mit:

σ^2_{kTC} ≡ Varianz der Referenzspannung
k ≡ Boltzmann-Konstante
T ≡ Temperatur

unterliegt, wendet man zur Eliminierung dieser Störung das aus der Kameratechnik bekannte Prinzip der Schwarzwertklemmung in sinngemäßer Abwandlung an. Durch Abtastung des Spannungspegels an der Ausgangskapazität vor und nach Aufbringung der Signalladungen und anschließende Subtraktion erhält man ein vom kTC-Rauschen befreites Ausgangssignal.

Die Ergänzung eines Optimalfilters ("matched filter") in Form eines geschalteten Integrators dient zur Unterdrückung des (nahezu) weißen CCD-Ausgangsrauschens. Wird die Zeitkonstante τ eines RC-Tiefpasses groß im Verhältnis zur Taktperiode gewählt, kann der Integrator in guter Näherung durch einen solchen RC-Tiefpaß gebildet werden. Es ergibt sich dann für den Ausgangsverstärker die in Abb. 5.8.1 auf der vorangehenden Seite gezeigte Prinzipschaltung mit dem in Abb. 5.8.2 dargestellten zugehörigen Pulsdiagramm.

Die solchermaßen aufbereiteten CCD-Signale werden mittels eines gewöhnlichen Analog-Digital-Konverters in eine zwölfstellige Binärdarstellung umgewandelt und in das Computersystem eingelesen. Dort wird die notwendige Bereinigung und Linearisierung der Daten vorgenommen.

5.9 Datenvorverarbeitung

Trotz aller Bemühungen der Hersteller um eine exakt gleichartige Beschaffenheit aller Einzelsensorelemente eines CCD verbleiben kleine Unregelmäßigkeiten, die bei Darstellung der aufgenommenen Meßwerte wie ein festes Muster erscheinen. Man nennt daher diese Störung "fixed pattern noise". Sie kann jedoch leicht rechnerisch beseitigt werden. Dazu ist es notwendig, unter den gewöhnlichen Betriebsumständen einmalig zwei Referenzbilder mit dem zu korrigierenden CCD aufzunehmen: eine Aufnahme ohne jegliche Belichtung und eine weitere mit nahezu sättigender Belichtung. Die Korrektur und Normierung eines gemessenen Signalwertes erfolgt dann nach der Formel:

$$S_{korr.}(i,j) = \frac{S_{mess.}(i,j) - S_{flat}(i,j)}{S_{sat}(i,j) - S_{flat}(i,j)} \tag{5.9.1}$$

mit:

$S_{korr.}(i,j)$ ≡ korrigierter und normierter Signalwert des an der Stelle (i,j)
$S_{mess.}(i,j)$ ≡ gemessener Signalwert des Bildes an der Stelle (i,j)
$S_{flat}(i,j)$ ≡ Signalwert des Referenzbildes an der Stelle (i,j) ohne Belichtung (flatfield image)
$S_{sat}(i,j)$ ≡ Signalwert des Referenzbildes an der Stelle (i,j) mit nahezu Sättigungsbelichtung (saturation image)

Diese Datenvorverarbeitung übernimmt bei dem realisierten Mikrotomographiesystem der allgemeine Steuer-, Rekonstruktions- und Auswertungscomputer. Seine Konfiguration wird im anschließenden Kapitel besprochen.

6. Computersystem

Entsprechend der bei der Entwicklung des gesamten Mikrotomographiesystems verfolgten Philosophie des Laborgerätes wurde für das Computersystem eine Lösung auf der Basis eines IBM-kompatiblen AT-Personalcomputers verwirklicht. Dieser Rechnertyp verfügt aufgrund seiner weiten Verbreitung über ein breites Angebot an peripherer Hardware. Seine derzeit verfügbare Rechenleistung ist allerdings bei weitem nicht ausreichend, Tomogramme innerhalb eines vernünftigen Zeitrahmens zu rekonstruieren oder gar eine Datenvorverarbeitung in Echtzeit durchzuführen. Aus diesem Grunde wurde der Rechner durch eine spezielle Beschleuniger-Zusatzkarte ergänzt. Diese Karte - eine Eigenentwicklung des Zentrallabors für Elektronik des Forschungszentrums Jülich - verfügt über einen digitalen Signalprozessor (DSP32 C der Firma AT&T) mit einer Spitzen-Fließkommarechenleistung von 25 MFLOPS (Million Floatingpoint Operations per Second) und kann mit bis zu 16 MByte eigenem schnellem Speicher ausgestattet werden. Über eine direkt verbundene Analog/Digitalwandlerkarte können Meßwerte mit einer Taktrate von bis zu 250 kHz direkt in den Speicher des Signalprozessors eingelesen werden. Ein digitaler I/O-Port auf dieser Wandlerkarte ermöglicht die Kommunikation mit externen Signalquellen oder -senken.

Der Signalprozessor arbeitet völlig eigenständig und parallel zu dem Mikroprozessor des Host-Computers. Die notwendige Kommunikation zwischen beiden Systemen wird über I/O-Ports abgewickelt; der Austausch größerer Datenmengen erfogt vorteilhafter durch direkten Speicherzugriff (DMA: Direct Memory Access). Die Programmentwicklung für den Signalprozessor erfolgt in Assembler oder C auf dem Personalcomputer. Ein Crosscompiler erzeugt aus dem Quellcode das ausführbare Maschinenprogramm, das dann vor dem Programmstart mittels eines Laders vom Hostrechner in den Programmspeicher des Signalprozessors transferiert werden muß.

Abb. 6.1 zeigt die verwendete Konfiguration des gesamten Computersystems in einem Blockdiagramm. Zur Visualisierung der aufgenommenen Radiographien oder zweidimensionaler Tomogramme dient eine Videokarte mit einer Auflösung von 720×512 Bildpunkten bei einer Tiefe von 8 Bit je Pixel. Die Speicherung aufgenommener Projektionsdaten erfolgt auf einer lokalen Festplatte oder einem Bandlaufwerk. Über eine Ethernet-Verbindung mit NFS-Protokoll (NFS: Network File System) können vorhandene Daten auch auf andere Rechnersysteme übertragen werden, um sie beispielsweise auf einem zentralen Speicher abzulegen oder auf einer speziellen Grafik-Workstation zu visualisieren. Der Steuerung des Schrittmotors zur Probenrotation dient eine entsprechende Interface-Karte. Die Ausstattung des Rechnersystems für die Mikrotomographieanlage wird durch die bereits erwähnte Signalprozessorkarte mit gekoppeltem Analog-Digitalwandler komplettiert.

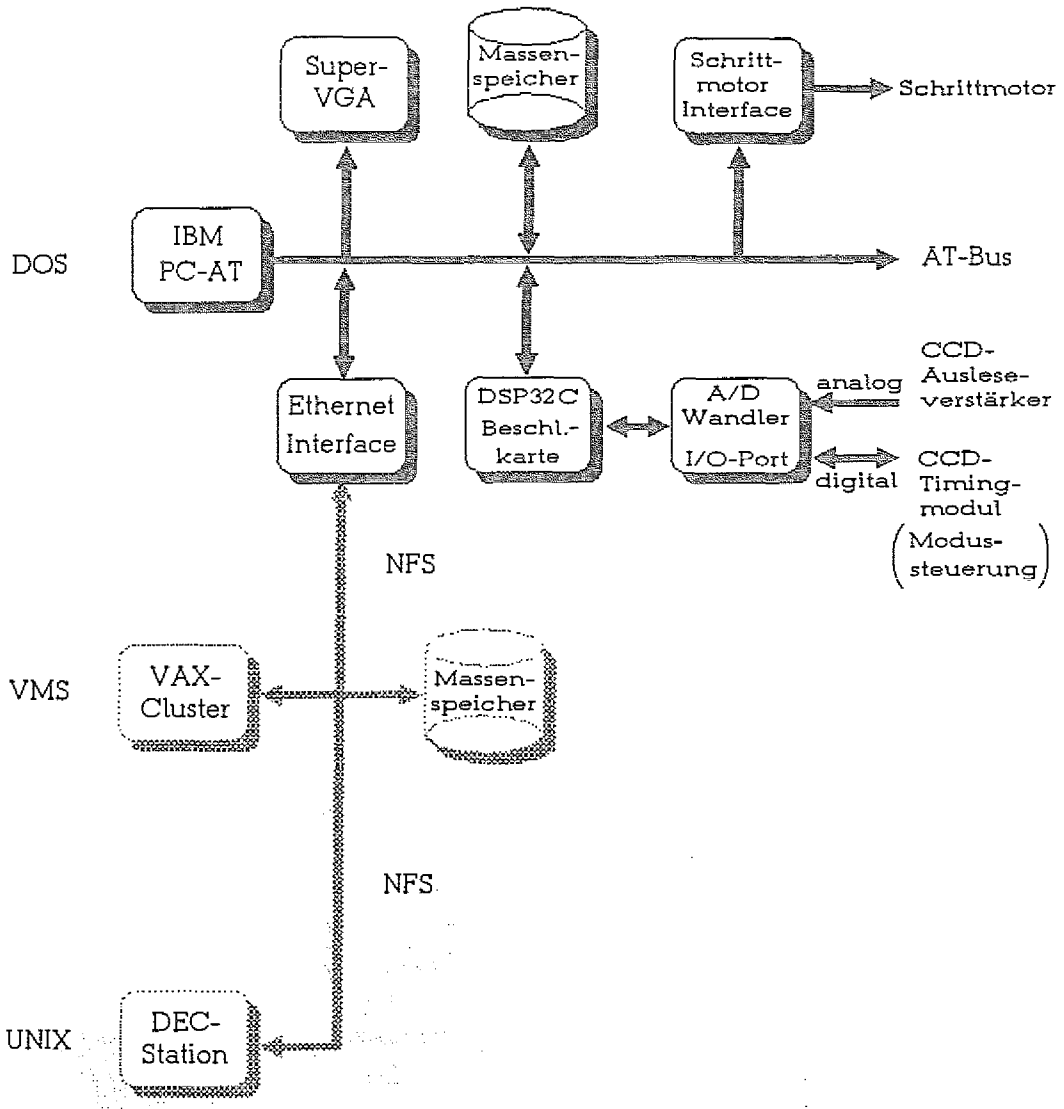


Abb. 6.1: Konfiguration des Computersystems. Die schwach gezeichneten Komponenten sind nicht Teil des eigentlichen Steuer- und Auswerterechners, sondern zeigen die Netzwerkumgebung, in die das System eingebunden ist.

Die Struktur des verwendeten Programms zur automatisierten Projektionsdatenerfassung zeigt das Ablaufdiagramm in Abb. 6.2. Es verdeutlicht dabei auch die angewandte Arbeitsteilung von Host- und Signalprozessorsystem. Obwohl eine gleichzeitige zweidimensionale Rekonstruktion nach der Methode der gefilterten Rückprojektion noch während der Messung denkbar wäre, wurde diese Möglichkeit wegen des experimentellen Charakters der Anlage noch nicht implementiert. Die im folgenden Kapitel gezeigten Beispiele von ersten Mikrotomographien wurden vielmehr off-line im Anschluß an die Projektionsdatenerfassung rekonstruiert.

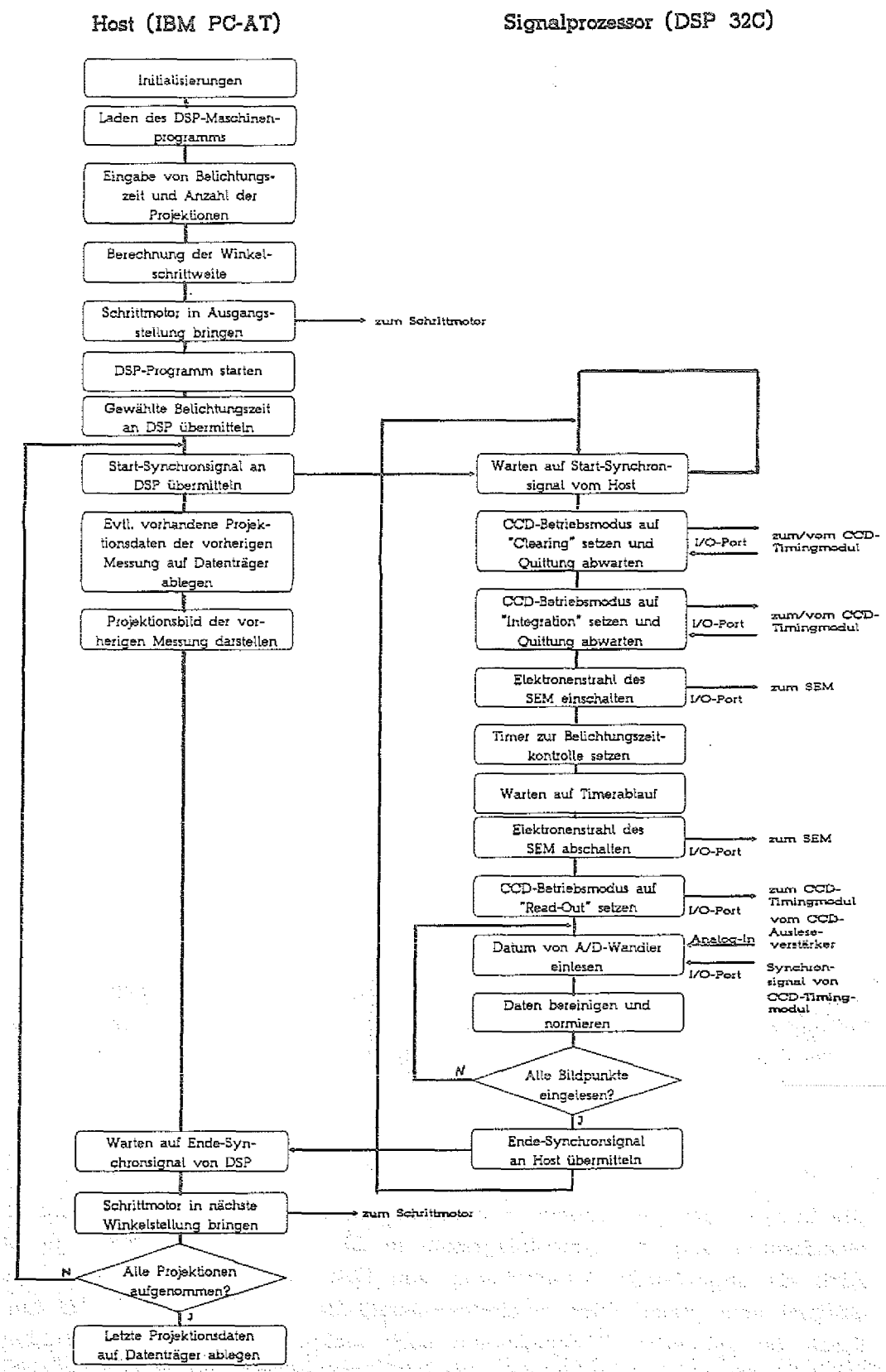


Abb. 6.2: Ablaufdiagramm des Programms zur automatisierten Projektionsdatenerfassung

7. Ergebnisse erster Messungen

Zur Erprobung des zuvor beschriebenen experimentellen Systemaufbaus wurden einige Messungen durchgeführt, deren Ergebnisse im folgenden dargestellt werden. Die praktischen Erfahrungen bei der Visualisierung dreidimensionaler Datensätze werden diskutiert.

Die erste Überprüfung des Gesamtsystems erfolgte mit Hilfe eines Testphantoms, das aus Drähten unterschiedlichen Durchmessers (5 µm, 10 µm, 16 µm und 20 µm) selbst hergestellt wurde.

Zur Demonstration der Funktion der Anlage wird zunächst ein getrocknetes Insekt gewählt, weil die innere Struktur zum einen genügend feine Details zur Abschätzung des Auflösungsvermögens enthält und zum anderen so anschaulich ist, daß eine Plausibilitätsprüfung der gesamten rekonstruierten dreidimensionalen Struktur möglich ist. Die Abb. 7.1 zeigt eine elektronenmikroskopische Aufnahme der ausgewählten Probe; es handelt sich um eine Florfliege. Der eingeblendete Längenmaßstab verdeutlicht, daß der Kopf des Insektes einen Durchmesser von etwa einem Millimeter besitzt.

Schon die radiographische Aufnahme des Untersuchungskörpers (Abb. 7.2) zeigt eine Fülle von inneren Details. So kann z. B. bereits aus den Projektionsbildern ersehen werden, daß die Extremitäten des Tieres hohl sind. Besonders eindrucksvoll ist eine filmische Sequenz der Röntgenaufnahmen: Durch die virtuelle Bewegung des Objektes ist das menschliche Gehirn in der Lage, eine recht genaue Vorstellung vom räumlichen Aufbau der Probe zu entwickeln.

Die Darstellung der aus diesen Projektionen rekonstruierten dreidimensionalen Schwächungskoeffizientenverteilung in einer solchen Weise, daß der Informationsgehalt dem Betrachter optimal zugänglich wird, ist ein schwieriges Unterfangen. Bereits die Auswertung von großformatigen wissenschaftlichen Bildern hoher Orts- und Kontrastauflösung ist ein Problem, das die Beachtung auch von arbeitspsychologischen Erkenntnissen verlangt und nur durch den Einsatz adäquater Hardware- und Software-Werkzeuge zufriedenstellend gelöst werden kann [Meyer-Ebrecht et al. 1991]. Entsprechend ist der Aufwand zur Analyse eines dreidimensionalen Datenvolumens zu bewerten. Weil jedoch zukünftig - insbesondere aus medizinischen Bildquellen stammende - dreidimensionale Datensätze mit einem regelmäßigen Volumen von mehr als 100 MByte zu erwarten sind, ist auf dem Gebiet der Visualierung, der statistischen und geometrischen Auswertung und der Handhabung solcher Datensätze ein Forschungsbedarf erkennbar. Es war jedoch

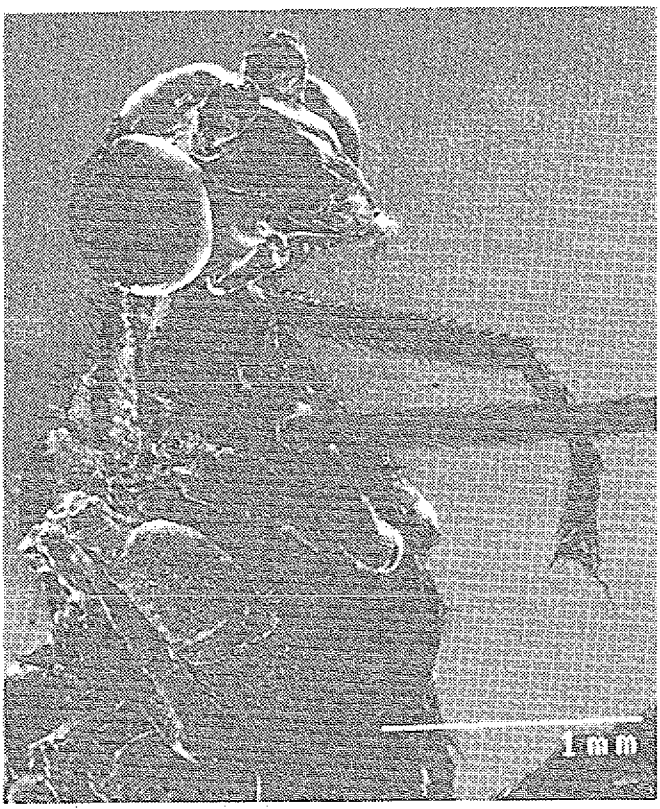


Abb 7.1: Elektronenmikroskopische Aufnahme einer Florfliege.

Abb. 7.2: Röntgenaufnahme der obigen Florfliege.

nicht Ziel dieser Arbeit, auf diesem Gebiet tätig zu werden. Daher wurden allein bereits verfügbare Methoden auf ihre praktische Verwendbarkeit im vorliegenden Anwendungsfall hin untersucht.

Bislang werden vorwiegend die folgenden drei Verfahren zur Präsentation räumlich interpretierbarer Datensätze angewendet:

1) Das erste Verfahren bedient sich einer Zerlegung des Datensatzes entlang geeigneter Achsen in zweidimensionale Schichtbilder, so daß die Einzelbilder mittels bekannter Verfahren der zweidimensionalen Bildverarbeitung manipuliert werden können. Strukturverläufe senkrecht zur Schichtebene lassen sich dabei auf zwei verschiedene Weisen sichtbar machen: durch Nebeneinanderstellen vieler Schichten aus unterschiedlichen Tiefen (Abbildung der verborgenen Dimension in die sichtbare Ebene) und mittels schnellen "Blätterns" durch hintereinanderliegende Schichten (Abbildung der verborgenen Dimension in die Zeit). Abb. 7.3 zeigt neun benachbarte Scheiben des rekonstruierten Insektenkopfes.

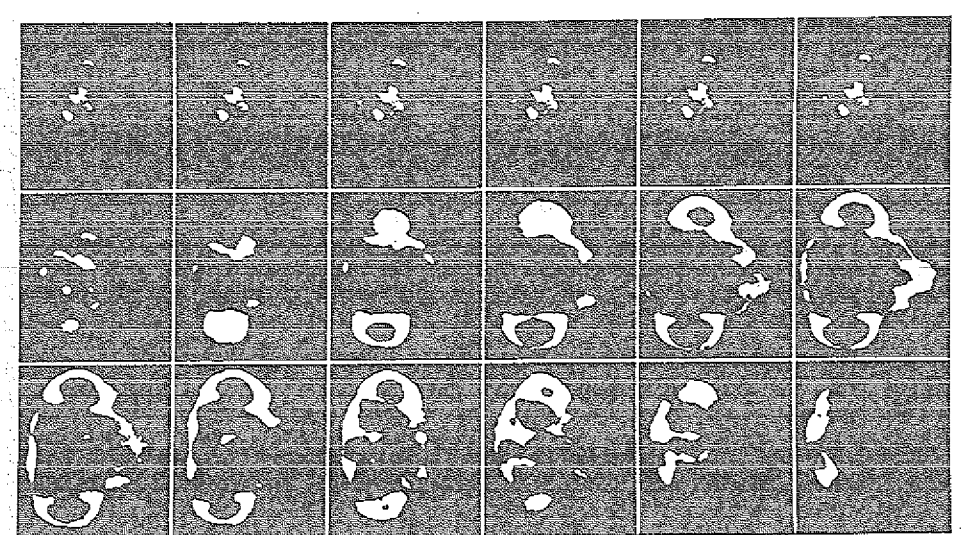


Abb. 7.3: Achtzehn in z-Richtung benachbarte Schichten des rekonstruierten Florfliegenkopfes.

2) Das zweite Verfahren erfordert es, zunächst die Werte aller Volumenelemente auf zwei Mengen abzubilden, also zu binarisieren. Von den Volumenelementen der einen Gruppe wird dabei - unabhängig von der physikalischen Realität - angenommen, sie seien vollständig undurchsichtig, während die der anderen völlig transparent seien. Auf diese Weise wird ein Gebilde geformt, dessen Oberfläche durch geeignete Computerprogramme unter Zuhilfenahme von virtuellen Beleuchtungseffekten aus beliebigen Ansichten realistisch dargestellt werden kann. Insbesondere eine filmische Abfolge von Darstellungen des Objektes aus verschiedenen Perspektiven vermag einen guten Eindruck über die räumliche Struktur des Gebildes zu geben. Weil man in der Zuordnung der Werte zu einer der beiden Gruppen völlig frei ist, kann auf diese Weise der Datensatz unter verschiedenen Aspekten visualisiert werden. Z. B. ist es durchaus denkbar, das offene Porenvolumen eines Probenkörpers als "undurchsichtig" zu deklarieren und dadurch die räumliche Anordnung von Poren und Rissen sichtbar zu machen.

Eine mit diesem Verfahren erzielte Darstellung wird - wiederum an Hand des rekonstrueierten Florfliegenkopfes - in Abb. 7.4 gezeigt. Die Zuordnung der Wertebereiche wurde so gewählt, daß alle chitinösen Strukturen abgebildet werden. Die Darstellungen entstanden mit Hilfe des Programms XDS des Illinois Supercomputing Centers auf einer UNIX-Workstation.

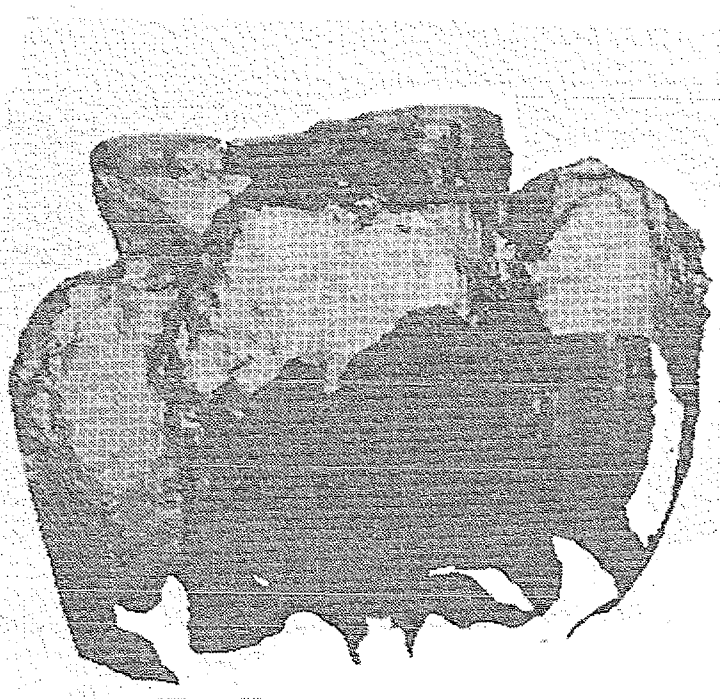


Abb. 7.4: Oberflächendarstellung des rekonstruierten Florfliegenkopfes.

3) Das letzte Verfahren schließlich versucht die dreidimensionale Darstellung mit einer quasikontinuierlichen Werterepräsentation zu kombinieren. Dazu wird wählbaren Wertebereichen eine bestimmte Farbe und Transparenz zugeordnet, so daß eine computergenerierte Ansicht eines solchermaßen aufbereiteten Datensatzes den Eindruck entstehen läßt, das Objekt bestehe aus verschiedenfarbigen und -durchsichtigen Glassorten. Weil die Darstellung sehr unübersichtlich geraten kann, ist es für eine Orientierung sinnvoll, eine bestimmte Ebene dadurch hervorzuheben, daß die Transparenz der Volumenelemente in dieser Schicht deutlich abgesenkt wird.

   Eine Visualisierung des Insektenkopfes nach diesem Verfahren, hergestellt mit dem Programm "AVS" auf einer UNIX-Workstation, zeigt die Abb. 7.5.

Die Erfahrungen im praktischen Umgang mit diesen drei Darstellungsformen haben zu den folgenden Erkentnissen geführt:

Die optimale Visualiserungsart bestimmt sich nach dem Zweck der tomographischen Untersuchung. Kommt es z. B. auf eine grundlegende Orientierung über bestimmte Strukturverläufe an (wie etwa auf die Faserlage in Verbundwerkstoffen oder die Rißausdehnung in einer Keramik), so hat sich das zweite Verfahren (Oberflächendarstellung) als vorteilhaft erwiesen. Für die genaue Vermessung geometrischer Formen oder die quantitative Aus-

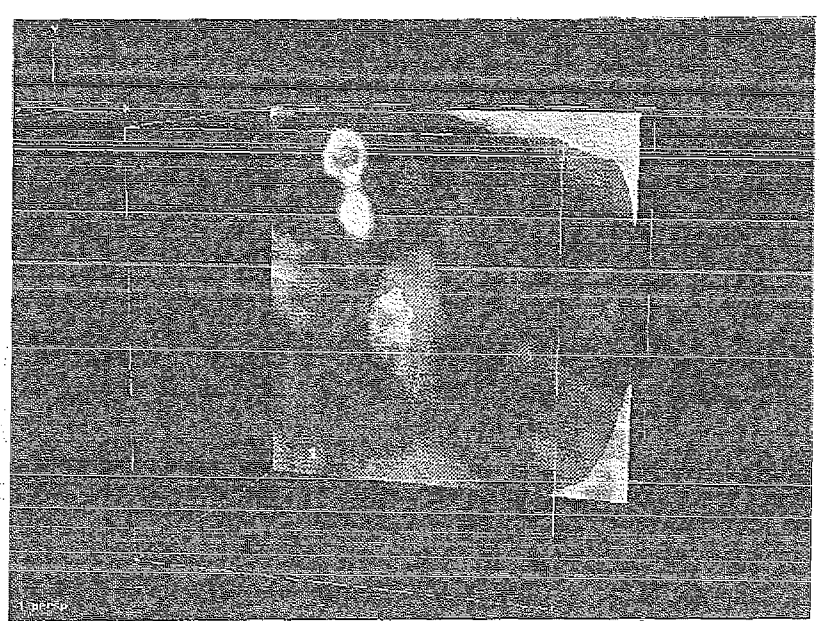


Abb. 7.5: Semitransparente Darstellung des Florfliegenkopfes

wertung der gemessenen Röntgenschwächungskoeffizienten zeigt sich das erste Verfahren (Zerlegung in zweidimensionale Schichtbilder) den anderen überlegen. Die Erzeugung von brauchbaren Visualisierungen mit Hilfe der dritten Methode ("gläserne Darstellung") erfordert viel Fingerspitzengefühl bei der Auswahl geeigneter Transparenzkoeffizienten und Farbabstufungen. Ihre Verwendung wird sich daher auf spezielle Präsentationsbilder beschränken.

Drei weitere Beispiele von durchgeführten mikrotomographischen Untersuchungen zeigen typische Anwendungen des Systems.

Im Bereich der Lagerstätten-Geologie ist die poröse Beschaffenheit des Untergrundgesteins von hoher Bedeutung. Größe und Struktur von Poren und Rissen im Gestein entscheiden über wichtige Parameter in Bezug auf die Speicher- und Transportfähigkeit von Flüssigkeiten in diesen Materialien. Bisherige Untersuchungen wurden vornehmlich mit Hilfe von Elektronenmikroskopen an Schliffen von Gesteinsproben durchgeführt. Diese Vorgehensweise ist äußerst langwierig; die dreidimensionale elektronenmikroskopische Erfassung einer Gesteinsprobe mit einem Volumen von ca. 1 mm^3 nimmt etwa ein Mannjahr Arbeits- und Gerätezeit in Anspruch. Mikrotomographie verspricht hier also einen drastischen Fortschritt. Abb. 7.6 zeigt die elektronenmikroskopische Aufnahme einer Sandsteinprobe. Eine Röntgendurchleuchtung dieser Probe mit einer Beschleunigungsspannung von 35 keV und einem Kupfer-Transmissionstarget ist in Abb. 7.7 zu sehen. Aus 120 solcher Durchleuchtungen, aufgenommen über den vollen Winkelbereich, wurde die dreidimensionale Absorptionskoeffizientenverteilung der Probe berechnet. Abb. 7.8 zeigt einige der rekonstruierten Schichten. Trotz einer gewissen Unschärfe, die teilweise auf die unzureichende Anzahl von Projektionen und teilweise auf nicht gänzlich auskorrigierte Strahlaufhärtungseffekte zurückzuführen ist, ist der Porenverlauf in der untersuchten Sandsteinprobe deutlich erkennbar.

Zunehmend werden in vielen Bereichen Faserverbundwerkstoffe, vorwiegend faserverstärkte Kunststoffe, eingesetzt. Für verläßliche Aussagen zur Versagenswahrscheinlichkeit von Werkstücken aus solchen Materialien ist eine Kenntnis der Interaktion von Faser- und Matrixmaterial - insbesondere nach Belastungen - erforderlich. Die elektronenmikroskopische Aufnahme in Abb. 7.9 zeigt eine Probe aus kohlefaserverstärktem Kunststoff. Bereits in der Röntgendurchstrahlung, die mit einer Beschleunigungsspannung von 35 keV und einem Kupfer-Transmissionstarget erstellt wurde, können Fehlstellen im Inneren der Probe ausgemacht werden. Die in Abb. 7.10 gezeigte Röntgenaufnahme zeigt aber auch - besonders deutlich nach Anpassung der Darstellungspalette - daß das Detektorsystem einzelne Kohlefasern mit einem Durchmesser von wenigen Mikrometern einwandfrei auflösen kann. In der

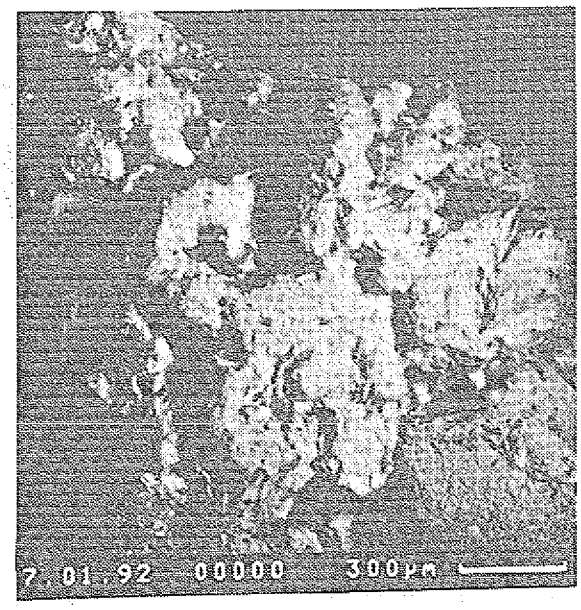


Abb. 7.6: Elektronenmikroskopische Aufnahme einer Sandsteinprobe.

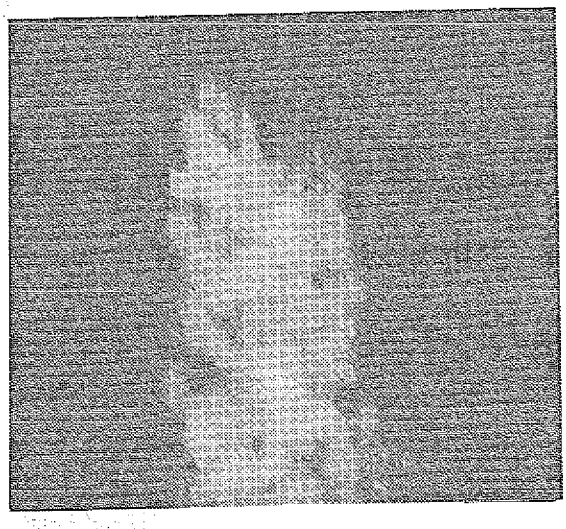


Abb. 7.7: Röntgenaufnahme der Sandsteinprobe.

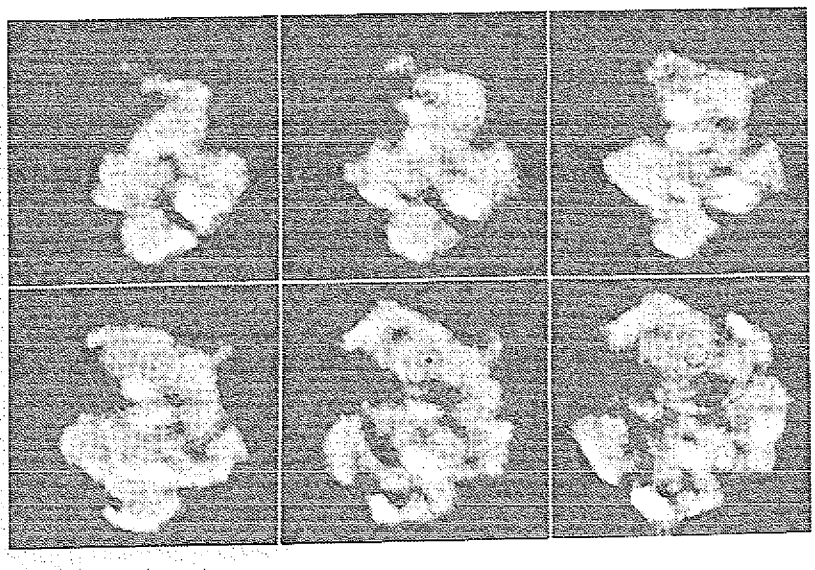


Abb. 7.8: Verschiedene Rekonstruktionsschichten der Sandsteinprobe.

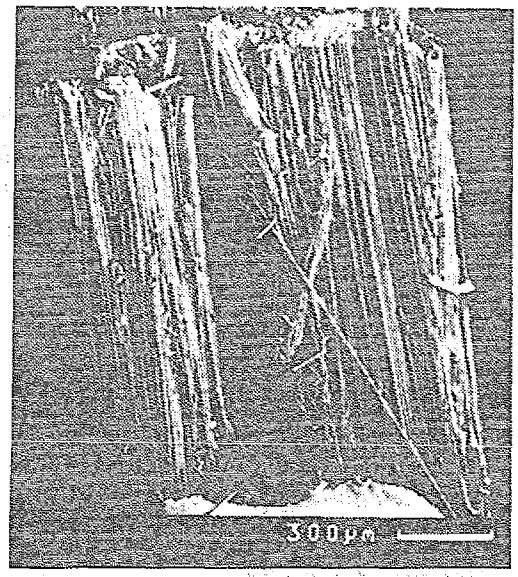


Abb. 7.9: Elektronenmikroskopische Aufnahme eines faserverstärkten Kunststoffes.

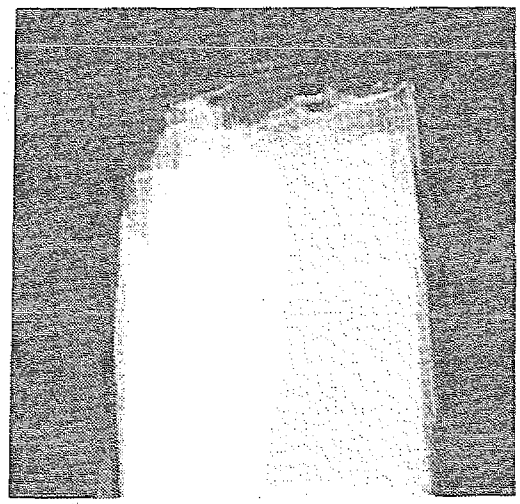


Abb. 7.10: Röntgenaufnahme des faserverstärkten Kunststoffes.

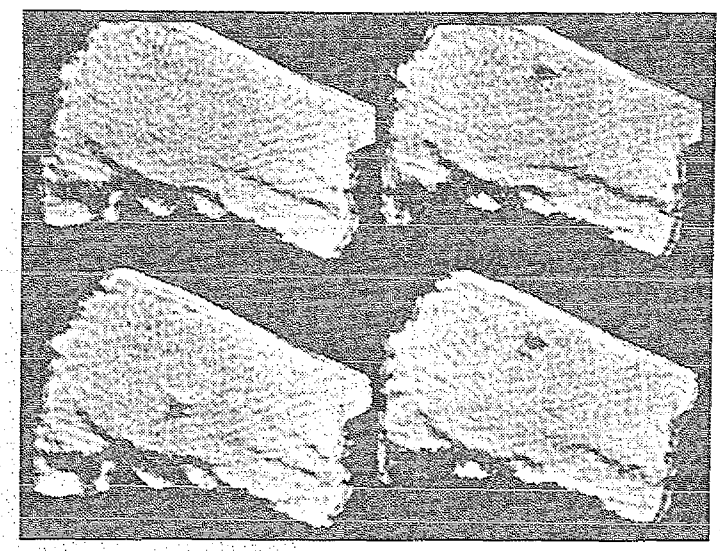


Abb. 7.11: Verschiedene Rekonstruktionsschichten aus der dreidimensionalen Rekonstruktion des faserverstärkten Kunststoffes.

schichtweisen Darstellung des dreidimensionalen Computertomogramms (Abb. 7.11), das aus 120 Projektionen berechnet wurde, zeigen sich die Schädigungen im Inneren der Probe deutlich. In den verschiedenen Schichtbildern lassen sich Rißverläufe und Poren erkennen.

Die Qualität eines Schaumstoffes für Isolationszwecke ist bestimmt durch ein gleichmäßiges Porenvolumen. Um hier zu quantitativen Qualitätsaussagen kommen zu können, ist die Untersuchung eines repräsentativen Volumens des Materials notwendig. Wegen der dünnen Wandstärke der Lamellen (~1-2 µm), durch die die Porenstruktur des Schaumstoffes gebildet wird, ist eine Präparation ohne Strukturveränderungen schwierig. Mit Hilfe einer mikrotomographischen Untersuchung konnte die Porenstruktur eines Schaumstoffes geklärt werden, ohne daß spezielle Vorbereitungen notwendig waren. Die Abb. 7.12 - 7.14 zeigen wiederum die elektronenmikroskopische Aufnahme der Schaumstoffprobe, ihre Röntgendurchstrahlung (30 keV, Kupfer-Transmissionstarget) und verschiedene Schichten aus der dreidimensionalen Rekonstruktion der Absorptionskoeffizientenverteilung.

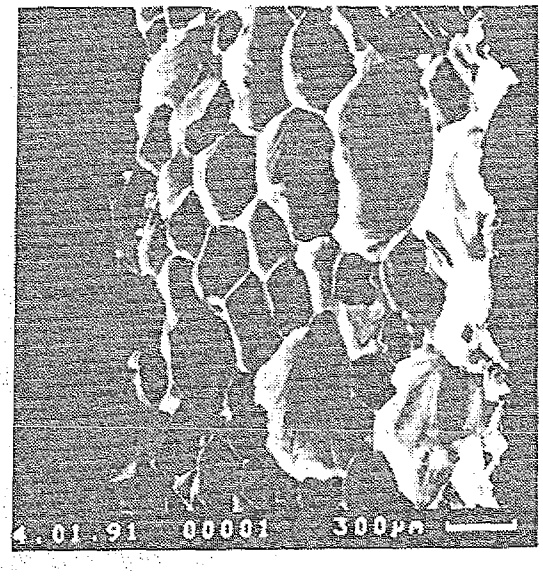


Abb. 7.12: Elektronenmikroskopische Aufnahme einer Schaumstoffprobe.

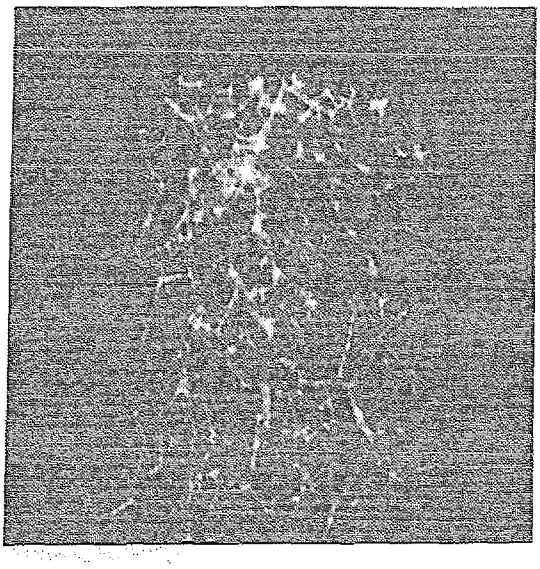


Abb. 7.13: Röntgenaufnahme der Schaumstoffprobe.

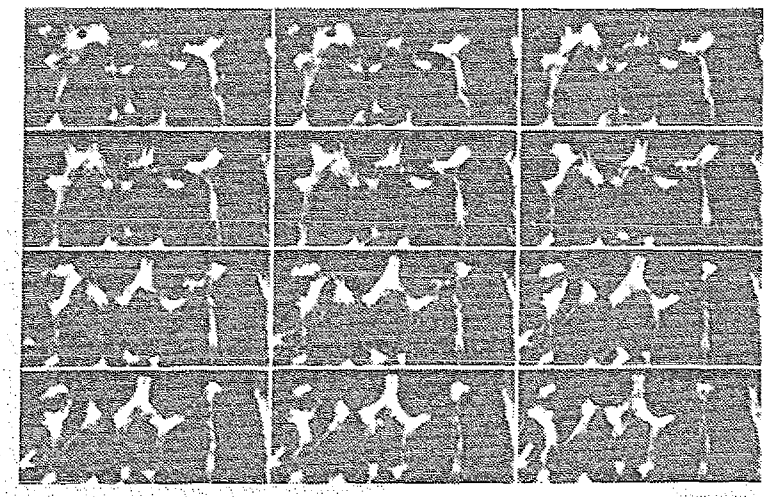


Abb. 7.14: Verschiedene Rekonstruktionsschichten der Schaumstoffprobe.

8. Zusammenfassung

Mikrotomographie als bildgebendes, zerstörungsfreies Untersuchungsverfahren hat sich in den letzten Jahren als ein äußerst vielversprechendes neues Werkzeug für Forschung und Entwicklung in den unterschiedlichsten Anwendungsfeldern erwiesen. Bisher vorgestellte Mikrotomographieanlagen arbeiten überwiegend mit Synchrotron-Röntgenstrahlung. Obwohl diese Strahlungsquelle in vielerlei Hinsicht Vorteile aufweist, so hat sich doch gezeigt, daß einige gravierende Nachteile mit ihr verbunden sind. Insbesondere die weltweit mangelnde Verfügbarkeit von Meßzeiten an Synchrotron-Strahllinien verhinderte bisher den breiten Einsatz der Mikrotomographie als Standardanalyseverfahren.

Es war daher das Ziel dieser Arbeit, durch die Konstruktion einer Labor-Mikrotomographieanlage dieses neue Untersuchungsverfahren für eine Vielzahl von möglichen Applikationen leichter zugänglich zu machen. Dieses Ziel konnte nur durch die systematische Behandlung aller am Abbildungsprozeß maßgeblich beteiligten Komponenten erreicht werden. Entsprechend der zweistufigen Natur computertomographischer Meßmethoden wurden daher im Verlaufe der Arbeit sowohl Fragestellungen aufgegriffen, die das physikalische/elektronische Meßsystem der Anlage betreffen, als auch solche der numerischen Rekonstruktion dreidimensionaler Funktionen aus ihren Zentralprojektionen. Daraus resultieren drei Schwerpunkte der Arbeit:

- die Diskussion geeigneter Rekonstruktionsalgorithmen und die Vorstellung eines neuen Rückrechnungsverfahrens zur Verwendung bei kegelförmigen Strahlgeometrien;
- die Untersuchung konventioneller Röntgenquellen in Bezug auf ihre Eignung für das vorgesehene Konzept der Mikrotomographieanlage sowie zwei Vorschläge zur Erweiterung eines Rasterelektronenmikroskops zur Mikrofokus-Röntgenquelle und damit auf die zusätzliche Betriebsart "Mikrotomographie";
- die Entwicklung eines neuen zweidimensionalen Röntgendetektorsystems auf der Basis eines ladungsgekoppelten Halbleiterbildaufnehmers, das mit einem faseroptikgekoppelten Szintillatorschirm arbeitet und keinen Lichtverstärker benötigt.

Die Rekonstruktion einer dreidimensionalen Funktion aus ihren Zentralprojektionen läßt sich im allgemeinen nicht auf bekannte zweidimensionale Rekonstruktionsprobleme zurückführen. Spezielle Rekonstruktionsalgorithmen sind notwendig, wenn, wie im vorliegenden Fall, die Projektionen mit Hilfe kegelförmiger Strahlgeometrien erzeugt werden. Basierend auf Arbeiten von Grangeat [Grangeat 1991] wurde ein Rekonstruktionsverfahren vorgeschlagen, das im Ortsfrequenzbereich arbeitet und eine Bewegung der Quelle

auf beliebigen Kurven erlaubt. Die Implementierung dieses Verfahrens wird in Angriff genommen. Für die Rekonstruktion der gezeigten dreidimensionalen Beispieltomographien wurde vorläufig ein von Feldkamp [Feldkamp 1984] angegebener Rekonstruktionsalgorithmus verwendet, der eine kreisförmige Quellbahnkurve voraussetzt.

Eine Analyse des mit konventionellen Röntgenquellen erzielbaren Quantenflusses ergab, daß auch mit solchen Quellen mikrotomographische Untersuchungen in akzeptabler Zeit durchführbar sind, wenn der Abstand zwischen Quelle und Detektor gering gehalten wird. Zwei praktisch umgesetzte Vorschläge zur Erweiterung eines Rasterelektronenmikroskops (REM) zur Mikrofokusquelle zeigen, wie eine für die Mikrotomographie geeignete Röntgenquelle günstig realisiert werden kann. Dabei ist wesentlich, daß der normale Betriebsmodus des REM erhalten bleibt; Mikrotomographie stellt damit eine ergänzende Betriebsart des Mikroskops dar. Durch die Verwendung eines REM als Herzstück einer Labor-Mikrotomographieanlage ergeben sich fünf Vorteile:

- Die Kosten einer speziellen Mikrofokus-Röntgenröhre entfallen.
- Es ist bereits eine präzise Mechanik zur Bewegung der Probe vorhanden.
- Die Probenoberfläche kann ergänzend zur mikrotomographischen Untersuchung rasterelektronenmikroskopisch betrachtet werden.
- Die freie Positionierbarkeit des Elektronenstrahls erlaubt die Feinjustage des Brennflecks. Dadurch können ohne Schwierigkeiten verschiedene Targetmaterialen zur Erzeugung unterschiedlicher Strahlenqualitäten verwendet oder komplexe Quellbewegungen erzeugt werden.
- Die Abschirmung der Röntgenstrahlung durch die Probenkammer des Gerätes gewährleistet die Einhaltung strahlenhygienischer Arbeitsplatzbestimmungen.

Für die Verwendung in der konzipierten Mikrotomographieanlage sind gebräuchliche Röntgendetektoren wenig geeignet. Es wurde daher ein zweidimensionales Detektorsystem unter Verwendung eines ladungsgekoppelten Halbleiterbildaufnehmers entwickelt. Die Besonderheit dieses Detektors besteht darin, daß die in einer Szintillatorschicht erzeugten Lichtphotonen mittels einer strahlenharten Glasfaserplatte direkt auf die lichtempfindliche Halbleiterschicht geleitet werden. Durch diese effiziente Ausnutzung der erzeugten Lichtmenge kann auf die Verwendung des sonst üblichen Lichtverstärkers verzichtet werden.

Erste Rekonstruktionsergebnisse von Objekten aus dem Bereich der Biologie, Werkstoffkunde, Chemie und Geologie demonstrieren die Fähigkeiten der erstellten Labor-Mikrotomographieanlage.

9. Ausblick

Die Konzeptionierung des Gerätes hat sich bewährt. Verbesserungsvorschläge, die aus den praktischen Erfahrungen während des Experimentbetriebes mit den erstellten Prototypen resultieren, betreffen die Justierung der Probe und das Rechnersystem.

Eine exakte Positionierung der Probe auf die Rotationsachse ist notwendig, um sicherzustellen, daß die Projektionen während des Meßvorgangs immer vollständig auf den Detektor fallen. Die manuelle Durchführung dieser Justagearbeiten ist äußerst diffizil. Abhilfe würde die Verwendung eines zusätzlichen X-Y-Kreuztisches schaffen, mit dem das Meßobjekt nach seiner Fixierung auf dem Probenhalter exakt in die Rotationsachse verfahrbar ist. Ein solcher Tisch ließe sich mit Hilfe von Piezoelementen sehr kompakt aufbauen.

Bei der Handhabung der dreidimensionalen Datensätze hat sich gezeigt, daß der durch den Signalprozessor bereitgestellte Speicherraum von 16 MByte knapp bemessen ist. Eine zukünftige Version der Mikrotomographieanlage sieht daher die Verwendung einer UNIX-Workstation mit 128 MByte Speicherplatz als Experiment- und Auswerterechner vor, in der ein zusätzlicher RISC-Prozessor die notwendige hohe Rechenleistung für die tomographische Rekonstruktion bereitstellt.

Ein Schwerpunkt der Fortentwicklung wird die weitere Steigerung des Auflösungsvermögens sein. Dabei ergibt sich als wesentliche Schwierigkeit, die mit kleiner werdenden Auflösungselementen verbundene Forderung nach immer größerer Röntgenintensität zu erfüllen. Eine Abschätzung läßt aus diesem Grunde für das vorgestellte System eine obere Auflösungsgrenze von etwa 500 - 1000 Lp/mm erwarten, wenn die Meßzeit auf 2 - 3 Stunden begrenzt bleiben soll. Eine weitere Erhöhung der Ortsauflösung bedarf eines stärkeren Röntgenquantenflusses, als mit einer Mikrofokusquelle in der beschriebenen Art erreichbar ist. Als Lösung dieser prinzipiellen Schwierigkeit bietet sich die gleichzeitige Verwendung vieler solcher Mikrofokusquellen an. Das dahinterstehende Prinzip der kodierten Quellen wurde bereits Mitte der 70er Jahre unter dem Stichwort Tomosynthesis für medizinische Anwendungen diskutiert [Meyer-Ebrecht u. Weiss 1977]. Die aus heutiger Sicht suboptimalen Quellkodierungen und die zum damaligen Zeitpunkt zur Verfügung stehenden Mittel zur Bildrekonstruktion (es wurden optische Verfahren eingesetzt) schränkten jedoch die praktische Brauchbarkeit des Verfahrens stark ein. Die Weiterentwicklung der Theorie kodierter Quellen in Verbindung mit den Fortschritten auf dem Gebiet der Rechnertechnik lassen allerdings erwarten, daß die Methode nunmehr erfolgreich realisiert werden kann und damit eine drastische Erhöhung der Ortsauflösung ermöglicht. Erste Simulationen haben vielversprechende Ergebnisse gezeigt, so daß dieser Ansatz weiter verfolgt wird.

10. Abstract (Translation of chapter 8: "Zusammenfassung")

Microtomography as a nondestructive imaging procedure has evolved during the last few years into a valuable tool for various applications in research and developement. Microtomography systems published until now, mainly use synchrotron X-radiation. Although this X-ray source offers several advantages, it turned out, that its use is severely limited. Especially the lack of measurement time at synchrotron beamlines prevented microtomography to become a standard method in nondestructive analysis.

Therefore it was the aim of this work to make microtomography more easily accessible for a multitude of applications by the design of a laboratory microtomography system. In order to reach this goal, it was necessary to take all essential parts of the whole imaging process under consideration. According to the two major phases during the process of computertomography, this work deals with problems concerning the physical and electronic detector system as well as with those of reconstructing a threedimensional object function from its cone beam projections. This results in three focal points of this thesis:

- the discussion of useful reconstruction algorithms and the presentation of a new reconstruction method for cone beam projections;
- the evaluation of conventional X-ray sources in respect to their suitability for the designed microtomography system and the description of how to use a scanning electron microscope as a microfocus X-ray source thus enabling the additional operation mode "microtomography";
- the developement of a new twodimensional X-ray detector on the basis of a charge coupled device, which uses a fibrecoupled scintillator and does not require a light amplifier.

In general the reconstruction of a threedimensional function from its central projections can not be solved with the help of known twodimensional reconstruction methods. Special reconstruction algorithms are needed, if the projections are generated by a cone beam geometry. Basing on the work of Grangeat [Grangeat 1991] a reconstruction method is proposed, which operates in the frequency domain and allows for an abitrary source path. The implementation of this algorithm is on the way. For the reconstruction of the shown example tomographies the method of Feldkamp [Feldkamp 1984] was used, which is based on a circular trajectory of the source.

The analysis of the quanta flux of a conventional X-ray source shows, that also with these types of sources, microtomograhy measurements can be performed within acceptable time, if the distance between source and detector

is short. Two practical proposals for the extension of a scanning electron microscope (SEM) into a microfocus X-ray source show, how a suitable laboratory X-ray source for microtomography can be realized. In this context it is essential, that the normal operation modes of the SEM are retained. That means, that microtomography becomes an additional feature of a SEM system. The use of a SEM as main part of a laboratory microtomography system offers five advantages:

- There are no additional costs for a special microfocus X-ray tube.
- The SEM allready comprise a precise mechanical system for the manipulation of the specimen.
- In addition to the microtomographical evaluation it is possible to image the surface of the specimen by means of the electron microscope's normal operation mode.
- The electron beam can be positioned very precisely by electronic means. Thereby it is possible to use different targetmaterials for the generation of different characteristic radiation wavelenghts or to realize complicated source pathes.
- The shielding of the X-radiation by the walls of the specimen chamber ensures the radiation protection of the operator.

Known X-ray detectors are not well suited for the use in the designed microtomography system. Therefore a special twodimensional detector system has been developed, which uses a charge coupled device. A special feature of this detector is, that photons generated in the scintillator layer by the entering X-ray quanta, are directly guided onto the lightsensitive semiconductor by a radiation hardened fibreoptic faceplate. Due to such an efficient use of the generated amount of light it is possible to omit additional light amplification.

First results of tomographical reconstructions showing objects from the field of biology, material science, chemistry and geology, demonstrate the potential of the described laboratory microtomography system.

Literaturverzeichnis

[Bamler 1989] R. Bamler: "Mehrdimensionale lineare Systeme", Springer Verlag, Berlin, Reihe Nachrichtentechnik, Band 20, (1989)

[Barrett u. Swindell 1981] H. H. Barrett, W. Swindell: "Radiological Imaging", Academic Press, New York (1981)

[Bessen 1957] I. I. Bessen: "A High-Resolution PMR X-Ray Microscope with Electron Microscope Conversion", Norelco Reporter, Vol. 4, (1957), S. 119-123

[Bessen 1959] I. I. Bessen: "Selection of Spectra for X-Ray Microscopy", Proc. 7th Annual Conf. on Appl. of X-Ray Analysis, 1958, (Denver: The University), (1959), S. 79 - 95

[Birks et al. 1964] L. S. Birks, R. E. Seebold, A. P. Batt, J. S. Grosso: "Excitation of Characteristic X-Rays by Protons, Electrons, and Primary X-Rays", Journal of Appl. Physics, Vol. 35, No. 9, (Sept. 1964), S. 2578 - 2581

[Birks et al. 1965] L. S. Birks, R. E. Seebold, B. K. Grant, J. S. Grosso: "X-Ray Yield and Line/Background Ratios for Electron Excitation", Journal of Appl. Physics, Vol. 36, No. 3, Part 1, (March 1965), S. 699 - 701

[Bonse et al. 1989] U. Bonse, R. Nusshardt, F. Busch, R. Pahl, Q. C. Johnson, J. H. Kinney, R. A. Saroyan, M. C. Nichols: "Optimization of CCD-Based Energy-Modulated X-Ray Microtomography", Rev. Sci. Instrum., Vol. 60, No. 7, July 1989, S. 2478 - 2481

[Busselt u. Raue 1988] W. Busselt, R. Raue: "Optimizing the Optical Properties of TV Phosphor Screens", J. Electrochem. Soc., Vol 135, No. 3, (March 1988), S. 764 - 771

[Catura u. Smithson 1979] R. C. Catura, R. C. Smithson: "Single Photon X-ray Detection with a CCD Image Sensor", Rev. Sci. Instrum., Vol. 50, No. 2, (Feb. 1979), S. 219 - 220

[Celeste 1991] J. Celeste: "X-Ray Tomographic Microscopy (XTM)", Paper Summaries of 1991 Industrial Computed Tomography II Topical Conference, San Diego (May 1991), S. 94 - 98

[Clark et al. 1985] J. J. Clark, M. R. Palmer, P. D. Lawrence: "A Transformation Method for the Reconstruction of Functions from Nonuniformly Spaced Samples", IEEE Trans. Acoust., Speech, Signal Proc., Vol. ASSP-33, S. 1151 - 1165

[Coleman 1985] C. I. Coleman: "Imaging Characteristics of Rigid Coherent Fiber Optic Tapers", Electronics Electron Phys., Vol. 64B, (1985), S. 649 - 661

[Cosslett u. Nixon 1960] V. E. Cosslett, W. C. Nixon: "X-Ray Microscopy", Cambridge Univ. Press, (1960)

[Croft 1986] B. Y. Croft: "Single-Photon Emission Computed Tomography", Year Book Medical Publishers, Chicago, (1986)

[Dainty u. Shaw 1974] J. C. Dainty, R. Shaw: "Image Science", Academic Press, London, (1974), S. 0 - 402

[Denton et al. 1979] R. V. Denton, B. Friedlander, A. J. Rockmore: "Direct Three-Dimensional Image Reconstruction from Divergent Rays", IEEE Trans. on Nucl. Science, Vol. NS-26, No. 5, (Oct. 1979), S. 4695 - 4703

[de Poorter 1975] J. A. de Poorter, A. Bril: "Absolute X-Ray Efficiencies of Some Phosphors", J. Electrochem. Soc., 122, (1975), S. 1086 - 1088

[Engelke 1989] K. Engelke: "Mikrotomographie mit Synchrotronstrahlung zur quantitativen Darstellung des Mineralgehaltes in Knochen", Dissertation an der Universität Hamburg, Fachbereich Physik (1989)

[EEV 1990] Datenblatt zu CCD 05-30 Series Scientific Image Sensors, EEV, Waterhouse Lane, Chelmsford, Essex CM12QU, England, (1990)

[Fano 1948] U. Fano: "Ionization Yields of Radiations, II. The Fluctuations in the Number of Ions", Phys. Rev., Vol 72, (1948), S. 26ff

[Feldkamp 1984] L. A. Feldkamp, L.C. Davis, J.W.Kress: "Practical Cone-Beam Algorithm", J. Opt. Soc. Amer., Vol 1, No. A6, (June 1984), S. 612 - 619

[Flannery 1987] B. P. Flannery, W. G. Roberge, K. A. D'Amico: "Three-Dimensional X-Ray Microtomography", Science, Vol 237 (Oct. 1987), S. 1439 - 1444

[Fuhrmann 1990] G. Fuhrmann: "Testphantom-Projektionsdatensätze für die 2D-Computer-Tomographie", Interner Bericht des Forschungszentrums Jülich KFA-ZEL-IB-501490, (1990)

[Grangeat 1990] P. Grangeat: "Mathematical Framework of Cone Beam 3D Reconstruction via the First Derivative of the Radon Transform", in: "Mathematical Methods in Tomography" von G. T. Herman, A. K. Louis, F. Natterer (Hrsg), Springer Verlag

[Grangeat 1991] P. Grangeat, P. Le Masson, P. Sire, P. Melennec: "Radon: A Software for 3D Cone Beam Reconstruction", Paper given at 1st European Conference on Biomedical Engineering, Nizza 1991

[Grodzins 1983] L. Grodzins: "Critical Absorption Tomography of Small Samples", Nucl. Inst. and Methods, 206, S. 547 - 552

[Gruner 1988] S. M. Gruner: "CCD and Vidicon X-Ray Detectors: Theory and Practice", Rev. Sci. Instrum., Vol. 60, No. 7, (1989), S. 1545 - 1551

[Günnewig 1991] O. Günnewig: "Aufbau und Test einer Labor-Mikrotomographie-Apparatur", Diplomarbeit, Lehrstuhl für Experimentelle Physik I, Universität Dortmund (1991)

[Hamaker 1980] C. Hamaker, K. T. Smith, D. C. Solmon, S. L. Wagner: "The Divergent Beam X-Ray Transform", Rocky Mountains Journal of Mathematics, Vol 10, No. 1, (Winter 1980), S. 253 - 283

[Herman 1979] G. T. Herman: "Image Reconstruction from Projections - Implementation and Application", Springer Verlag, Berlin (1979)

[Herman 1980] G. T. Herman: "Image Reconstruction from Projections - The Fundamentals of Computerized Tomography", Academic Press, New York (1980)

[Hinshaw u. Lent 1983] W. S. Hinshaw, A. H. Lent: "An Introduction to NMR Imaging: From Bloch Equation to the Imaging Equation", Proceedings of the IEEE, Vol. 71, No. 3, (March 1983), S. 338 - 350

[Hirano et al. 1989] T. Hirano, S. Eguchi, K. Usami: "Study of Quantitative Elemental Analysis by Monochromatic X-ray CT Using Synchrotron Radiation", Japanese Journal of Applied Physics, vol. 28, No. 1, January 1989, S. 135 - 139

[Holl et al. 1988] I. Holl, E. Lorenz, G. Mageras: "A Measurement of the Light Yield of Common Inorganic Scintillators", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-35, No. 1, (Febr. 1988), S. 105 - 109

[Horne u. Waltinger 1978] H. R. F. Horne, H. G. Waltinger: "How to Obtain and Use X-Ray Projection Microscopy in the SEM", Scanning 1, (1978), S. 100 - 108

[Imiya 1979] J. Imiya, H. Ogawa: "A Direct Method of Image Reconstruction from its Line Integrals by Cone-Beam X-Rays", in: Proc. Int. Joint Alpine Symp. on Medical Comp., Graphics Image Comm., and Clinical Advances in Neuro CT/NMR, IEEE (1984), S. 95 - 101

[Janesick et al. 1985] J. R. Janesick, T. Elliott, H. H. Marsh, St. Collins, M. M. Blouke: "Potential of CCDs for UV and X-Ray Plasma Diagnostics", Rev. Sci. Instrum., Vol. 56, No. 5, (May 1985), S. 796 - 801

[Kano 1982] T. Kano, K. Kinameri, S. Seki: "A Red Phosphor of High Lumen Equivalent, $Y_2W_3O_{12}$: Eu", J. Electrochemm. Soc. 129, (Oct. 1982), S. 2296 - 2298

[Kinney et al. 1988] J. H. Kinney, Q. C. Johnson, U. Bonse, R. A. Saroyan, R. Nusshardt, R. Pahl, J. M. Brase: "Three-Dimensional X-Ray Computed Tomography in Materials Science", MRS Bulletin (Jan. 1988), S. 13 - 17

[Kinney et al. 1990] J. H. Kinney, S. R. Stock, M. C. Nichols, U. Bonse, T. M. Breunig, R. A. Saroyan, R. Nusshardt, Q. C. Johnson, F. Busch, S. D. Ant.: "Nondestructive Investigation of Damage in Composites using X-Ray Tomographic Microscopy (XTM)", J. Mater. Res. Vol. 5, No. 5, (May 1990), S. 1123 - 1129

[Kirillov 1961] A. A. Kirillov: "On a Problem of I. M. Gel'fand", Sov. Math. Dokl., Vol. 2, (1961), S. 268 - 269

[Kowalski 1979a] G. Kowalski, R. Rieckeheer, W. Wagner: "New Means for Picture Formation in Computer Tomography", Acta Electronica 22, (1979), S. 51 - 63

[Kowalski 1979b] G. Kowalski: "Multislice Reconstruction from Twin Conebeam Scanning", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-26, (1979), S. 2895 - 2903

[Kraner 1984] H. W. Kraner: "Radiation Damage in Silicon Detectors", Nucl Instr. Meth. Phys. Res., Vol. 225, (1984), S. 615 - 618

[Krestel 1980] E. Krestel, (Hrsg): "Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik: Grundlagen, Technik, Bildgüte", Siemens AG, Abt. Verlag, Berlin 1980

[Kudo u. Saito 1990] H. Kudo, T. Saito: "Feasible Cone Beam Scanning Methods for Exact Reconstruction in Three-Dimensional Tomography", J. Opt. Soc. Amer. A, Vol. 7, No. 12, (Dec. 1990), S. 2169 - 2183

[Leyk 1988] H. Leyk: "Optimierung von Röntgenfluoreszenzschirmen für ortsauflösende CCD-Detektoren", Diplomarbeit am Lehrstuhl für Experimentelle Physik I der Universität Dortmund , (1988)

[Ludwig 1971] G. W. Ludwig: "X-Ray Efficiency of Powder Phosphors", J. Electrochem. Soc., 118, (1971), S. 1152 - 1159

[Lüke 1985] H. D. Lüke: "Signalübertragung", Springer-Verlag, Berlin (1985)

[Lumb 1990] D. H. Lumb: "Applications of Charge Coupled Devices to X-Ray Astrophysics Missions", Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A288, (1990), S. 219 - 226

[Magorrian 1988] B. G. Magorrian, N. M. Allinson: "Soft X-Ray Damage in CCD Detectors", Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., Vol. A273, (1988), S. 599 - 604

[Maisl et al. 1991] H. Maisl, H. Reiter: "Realisierung und Grenzen hochauflösender CT-Systeme", Vortragsscript ". Seminar Computertomographie der DGZfP, München 11.-12. März 1991

[McGee et al. 1966] J. D. McGee, R. W. Airey, M. Aslam: "High Quality Phosphor Screens for Cascade Image Intensifiers", Advances in Electronics and Electron Physics, J. D. McGee und D. Mc Mullan (Editors), Vol. 22A, Academic Press, (1966), S. 571 - 581

[Meyer-Ebrecht 1991] D. Meyer-Ebrecht: Vorlesungsskript: "Digitale Bildverarbeitung", Manuskript zur Vorlesung "Digitale Bildverarbeitung" an der RWTH Aachen WS '90/'91

[Meyer-Ebrecht et al. 1991] D. Meyer-Ebrecht, M. Dahm, K. Glaser, H. Jansen-Dittmer, K. Münker-Kaupp, H. Rudolf, C. Schilling: "Prototyping the Diagnostic Image Workstation - an Interdisciplinary Approach", Proceedings of the MODEM Workshop on Cognitive Problems in Working Life: The Design of Computer Systems and Interfaces, Uppsala, Dec. 2-4, 1991

[Meyer-Ebrecht u. Weiss 1977] D. Meyer-Ebrecht, H. Weiss: "Tomosynthesis - 3-D X-Ray Imaging by Means of Holography or Electronics", Optica Acta, Vol. 24, No. 4, (1977), S. 293 - 303 .

[Montgomery et al. 1990] P. Montgomery, P. Gall, S. Ardisasmita, M. Castagne, J. Bonnafe, J. P. Fillard: "Laser Scanning Tomography and Related Dark-Field Nanoscopy Method", Proceedings of the SPIE, Vol. 1332, (1990), S. 563 - 570

[Nalcioglu u. Cho 1978] O. Nalcioglu, Z. H. Cho: "Reconstruction of 3-D Objects from Cone Beam Projections", Proc. of the IEEE, Vol. 66, No. 11, (Nov. 1978), S. 1584 - 1585

[Natterer 1986] F. Natterer: "The Mathematics of Computerized Tomography", Verlag Wiley-Teubner, (1986)

[Nichols et al. 1989] M. C. Nichols, J. H. Kinney, Q. C. Johnson, R. A. Saroyan, U. Bonse, R. Nusshardt, R. Pahl: "Synchrotron Microtomography of Supported Catalysts", Rev. Sci. Instrum., Vol. 60, No. 7, July 1989, S. 2475 - 2477

[Noli 1991] Hr. Noli, Firma PLANO: Persönliche Mitteilung, (1991)

[Nußhardt 1990] R. Nußhardt: "Elementspezifische und hoch ortsauflösende Mikrotomographie mit Synchrotronstrahlung", Dissertation an der Universität Dortmund, Abtlg. Physik (1990)

[Osterkamp 1948] W. J. Oosterkamp: "The heat dissipation on the anode of an X-ray tube. Part I", Philips Res. Rep. 3, (1948), S. 49 - 59

[Osterkamp 1948] W. J. Oosterkamp: "The heat dissipation on the anode of an X-ray tube. Part II", Philips Res. Rep. 3, (1948), S. 161 - 173

[Peng u. Stark 1987] H. Peng, H. Stark: "Direct Fourier Reconstruction in Fan-Beam Tomography", IEEE Trans. Med. Imaging, Vol. MI-6, No. 3, (Sept. 1987), S. 209 - 219

[Peyrin 1985] F. C. Peyrin: "The Generalized Back Projection Theorem for Cone Beam Reconstruction", IEEE Trans. on Nucl. Science, Vol. NS-32, No. 4, (August 1985), S. 1512 - 1519

[Radon 1917] Johann Radon: "Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten.", Ber. Verh. Sächs. Akad. Wiss., Leipzig, Math. Phys. Kl. 1917 : 69, S. 262 - 277

[Reivich u. Alavi 1985] M. Reivich, A. Alavi: "Positron Emission Tomography", Alan R. Liss, Inc., New York, (1985)

[Riehl 1970] N. Riehl (Hrsg.): "Einführung in die Lumineszenz", Verlag Karl Thiemig, München, (1970)

[Robb 1980] R. A. Robb, A. H. Lent, B. K. Gilbert, A. Chu: "The Dynamic Spatial Reconstructor", J. Med. Syst. 4, (1989), S. 253 - 288

[Rose 1973] A. Rose: "Vision: Human and Electronic", Plenum Press, New York, (1973)

[Rossner u. Grabmaier 1991] W. Rossner, B. C. Grabmaier: "Phosphors for X-ray Detectors in Computed Tomography", Journal of Luminescence (Jan.-Feb. 1991) Vol. 48-49, Pt. 1, S. 29 - 36

[Schlindwein 1978] M. Schlindwein: "Iterative Three-Dimensional Reconstruction from Twin-Cone Beam Projections", IEEE Trans. on Nucl. Scie., Vol. NS-25, (1978), S. 1135ff

[Shannon 1948] C. E. Shannon: "A Mathematical Theory of Communication", Bell Syst. Techn. J. Vol 27, (1948), S. 379 - 423

[Smith 1985] B. D. Smith: "Image Reconstruction from Cone-Beam Projections: Necessary and Sufficient Conditions and Reconstruction methods", IEEE Transactions on Medical Imaging, Vol. MI-4, No. 1, (March 1985), S. 14 - 25

[Smith 1990] B. D. Smith: "Cone-Beam Tomography: Recent Advances and a Tutorial Review", Optical Engineering, Vol. 29, No. 5, (May 1990), S. 524 - 534

[Smith 1991a] B. D. Smith, C. C. Peck III: "Implementation and Comparison of an Efficient Cone-Beam Reconstruction Method", Internal Paper, (1991)

[Smith 1991b] B. D. Smith: Persönliche Mitteilung (1991)

[Stark et al. 1981] Henry Stark, J. W. Woods, I. Paul, R. Hingorani: "Direct Fourier Reconstruction in Computer Tomography", IEEE Trans.ASSP, Vol. ASSP-29, No. 2, S. 237 - 245

[Stark u. Wengrovitz 1983] H. Stark, M. Wengrovitz: "Comments and corrections on the use of polar sampling theorems in CT", IEEE Trans. Acoust. Speech Signal Processing, Vol. ASSP-31 (Oct. 1983), S. 1329 - 1331

[Storm 1972] E. Storm: "Calculated Bremsstrahlung Spectra from Thick Tungsten Targets", Phys. Rev. A, Vol. 5, No. 6, (June 1972), S. 2328 - 2338

[Swank 1973] R. K. Swank: "Calculation of Modulation Transfer Functions of X-ray Fluorescent Screens", Applied Optics, Vol. 12, No. 8, (Aug. 1973), S. 1865 - 1870

[Tuy 1983] H. K. Tuy: "An Inversion Formula for Cone-Beam Reconstruction", SIAM J. Appl. Math. Vol 43, S. 546 - 552

[Ullmaier 1987] Ullmaier, H.: "Detektoren für Röntgenstrahlung", 18. IFF-Ferienkurs "Synchrotronstrahlung in der Festkörperforschung", Vorlesungsmanuskriptsammlung, KFA Jülich, (1987), S. 701 - 728

[Wallgren 1957] G. Wallgren: "Biophysical Analysis of the Formation and Structure of Human Fetal Bone", Acta paediatrica, Suppl. 113, Stockh., (1957), S. 18

[Webb 1987] S. Webb, J. Sutcliffe, L. Burkinshaw, A. Horsman: "Tomographic Reconstruction from Experimentally Obtained Cone-Beam Projections", IEEE Trans. on Medical Imaging, Vol. MI-6, No. 1, (March 1987), S. 67 - 73

[Wey u. Guggenbühl 1985] H. Wey, W. Guggenbühl: "Rauscharme Ladungsdetektion bei CCD-Bildsensoren", Bull. ASE/UCS, No. 5, (March 1985), S. 258 - 263

[Yoshimatsu u. Kozaki 1977] M. Yoshimatsu, S. Kozaki: "High Brillance X-Ray Sources", in: "X-Ray Optics", H.-J. Queisser (Hrsg.), Springer-Verlag, Berlin (1977), S. 9 - 33

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

KFA

Jül-2718
Januar 1993
ISSN 0366-0885